Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

БУСОВ Константин Анатольевич

ДИНАМИКА ВСКИПАНИЯ В СТРУЯХ ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ЧЕРЕЗ КОРОТКИЙ ЩЕЛЕВОЙ КАНАЛ

01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Александр Васильевич Решетников

Екатеринбург – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ…….....4
ГЛАВА 1. Аналитический обзор…….....9
1.1. Фазовые состояния. Термодинамическая устойчивость……9
1.2. Зарождение пузырька в перегретой жидкости. Частота флуктуационного зародышеобразования. Взрывное вкипание…..…….12
1.3. Критическое состояние. Закон соответственных состояний……...19
1.4. Формы струй вскипающих жидкостей при истечении через короткий цилиндрический канал…….....…….....23
1.5. Реактивная отдача струй перегретых жидкостей……..31
1.6. Результаты исследований расходных и тяговых характеристик струй перегретых жидкостей…….....34
1.7. Неравновесные фазовые переходы. $1/f$ – шум……..……38
1.8. Цели и задачи исследований в данной работе……...45
ГЛАВА 2. Экспериментальная установка для изучения характеристик плоских струй вскипающих жидкостей при истечении в атмосферу……46
2.1. Гидравлическая система установки……47
2.2. Схема подвески рабочей камеры……48
2.3. Схема градуировки датчика реактивной силы……..51
2.4. Схема измерения флуктуаций……53
2.5. Методика проведения опытов……54
2.6. Погрешность результатов измерений……55
ГЛАВА 3. Экспериментальное исследование форм плоских струй вскипающих жидкостей……..…….....58
3.1. Опыты с перегретой водой при использовании диффузорного прижимного фланца…….……60
3.2. Опыты с перегретым этанолом при использовании диффузорного прижимного фланца……...…….....65

3.3. Опыты с перегретым 50% водным раствором этанола при использовании диффузорного прижимного фланца……..……..…….67
3.4. Опыты с фланцем, обеспечивающим истечение свободных струй……69
3.5. Опыты с прилегающими плоскостями…….....71
ГЛАВА 4. Экспериментальное исследование реактивной силы струи вскипающих жидкостей при истечении через щелевой канал…….77
4.1. Реактивная сила плоских струй при истечении с линии насыщения…….77
4.2. Реактивная тяга плоских струй вскипающих жидкостей при постоянном начальном давлении……81
ГЛАВА 5. Флуктуационные процессы в потоке вскипающей плоской струи……87
ЗАКЛЮЧЕНИЕ…….90
ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ… ……...…...92
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ…….93

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования

Внимание, уделяемое изучению вскипающих струй жидкостей, объясняется их большим значением для самых разнообразных отраслей техники. Двухфазные течения играют существенную, а зачастую, определяющую роль для интенсификации рабочего процесса или высокой его экономичности. Актуальность таких исследований связана с решением проблем безопасности энергетического оборудования при аварийной разгерметизации контура теплоносителя. На последствия аварии с локальной разгерметизацией трубопровода (сосуда) высокого давления влияют различные факторы, например, расход теплоносителя, форма струи и ее динамическая реакция на элементы конструкции. Использование предельных и критических тепловых нагрузок в современном энергетическом оборудовании приводит к тому, что при разгерметизации сосуда высокого давления жидкие теплоносители оказываются в неравновесном или метастабильном состояниях с пониженной устойчивостью. В сильно перегретой жидкости фазовое превращение может происходить по механизму взрывного вскипания [1], которое сопровождается выделением значительного количества энергии, что может приводить к гидравлическим ударам и нарушению технологических режимов. Актуальной задачей является установление закономерностей и характеристик интенсивного вскипания в перегретой жидкости при глубоких заходах в область метастабильных фазовых состояний в условиях мощного тепловыделения, приводящего к паровому взрыву. Быстрый сброс давления в сосудах с горячей жидкостью используется как высокоэффективный способ для мелкодисперсного распыления различных веществ и топлив [2]. Взрывное вскипание нашло эффективное практическое применение в новой технике пожаротушения [3].

Экспериментальные исследования быстрой разгерметизации с парообразованием жидкости применительно к задачам описания разрыва

элементов охлаждающих систем были инициированы академиком В.П. Скриповым. Проведенные в Институте теплофизики УрО РАН исследования взрывного вскипания перегретых жидкостей основаны на знании кинетики парообразования в условиях высоких перегревов. Были исследованы динамические характеристики струи вскипающей жидкости в условиях высоких перегревов и интенсивного зародышеобразования при истечении через короткие цилиндрические каналы [4-7]. Также, с помощью фотосъемки, изучено парообразование в потоке сильно перегретой двуокиси углерода в плоском канале [8]. Существенное влияние на динамические характеристики вскипающих потоков оказывают геометрические условия истечения, в частности, изменение формы выходного канала. В диссертационной работе были поставлены задачи экспериментального исследования динамики вскипания сильно перегретых жидкостей при истечении через щелевые каналы.

Цель работы

Экспериментальное исследование динамики вскипания в плоских струях горячих воды, этанола и водных растворов этанола при разных степенях перегрева, в том числе предельных, и различных механизмах парообразования. Выявление условий кризисного поведения интегральных характеристик струй – реактивной отдачи и формы. Нахождение и исследование низкочастотных пульсаций с $1/f$ – спектром в струе перегретой жидкости для обнаружения переходных режимов вскипания.

Научная новизна

1. Проведены систематические экспериментальные исследования динамических характеристик струй вскипающей воды, этанола и его водных растворов в условиях высоких и предельных перегревов при истечении через короткий щелевой канал в атмосферу.

2. Установлено влияние механизмов парообразования на эволюцию формы плоской струи вскипающей жидкости. Обнаружено кризисное поведение формы струи (полное раскрытие струи) и реактивной отдачи при истечении из сосуда

высокого давления при начальных параметрах, соответствующих, как линии насыщения, так и линиям с постоянным начальным давлением (изобарам).

3. Определены геометрические условия за выходом из короткого щелевого канала, способствующие полному раскрытию струи и резкому падению ее реактивной силы.

4. Обнаружено присутствие во вскипающей струе низкочастотных пульсаций со спектром мощности, обратно пропорциональным частоте ($1/f$ – спектром), и установлена связь с переходными режимами кипения – перехода от вскипания на отдельных невзаимодействующих центрах кипения к интенсивному парообразованию на многочисленных гетерогенных центрах, при переходе от интенсивного гетерогенного парообразования к гомогенному флуктуационному вскипанию, и с переходами к полному раскрытию струи.

Теоретическая и практическая ценность результатов

Фундаментальная ценность работы связана с получением новых знаний о закономерностях вскипания и динамических характеристиках струй при разгерметизации сосудов высокого давления в условиях высоких и предельных перегревов жидкости.

Экспериментальные исследования быстрой разгерметизации сосудов высокого давления с горячей жидкостью и взрывообразным парообразованием связаны с проблемой безопасности объектов атомной энергетики, криогенной спецтехники и элементов энергетического оборудования. Результаты работы могут служить основой для выработки рекомендаций по оценке реактивных усилий струй двухфазных сред в энергонапряженных процессах. Результаты наших опытов нашли применение в модернизации пожарной техники нового поколения, использующей горячую воду в качестве противопожарного агента.

Обнаруженные крупномасштабные пульсации с $1/f$ – спектром указывают на необходимость проведения спектральной диагностики в аппаратах с предельными и критическими тепловыми нагрузками.

Результаты экспериментальных исследований динамики вскипания могут быть полезны и для других технических устройств, в частности, для распыления топлив. Работа соответствует паспорту специальности 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника для физико-математических наук (пункт 1. Фундаментальные, теоретические и экспериментальные исследования молекулярных и макросвойств веществ в твердом, жидком и газообразном состоянии для более глубокого понимания явлений, протекающих при тепловых процессах и агрегатных изменениях в физических системах).

Защищаемые положения

1. Кризисное поведение реактивной отдачи плоских вскипающих струй обусловлено интенсивным вскипанием в струе и наличием прилегающей плоскости в сечении выходного среза канала.
2. Форма плоских струй вскипающей жидкости детерминирована степенью перегрева и внешними геометрическими условиями за коротким каналом.
3. Резкое снижение величины реактивной отдачи струи связано с полным раскрытием струи.
4. Детектирование переходных режимов поведения потока вскипающей жидкости возможно посредством обнаружения низкочастотных пульсаций с $1/f$ – спектрами.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в подготовке, проведении и обработке опытов по измерению реактивной отдачи вскипающих плоских струй и в получении спектров мощности пульсаций. Лично диссертантом выполнено изготовление внешних прилегающих плоскостей, использованных в исследованиях. Эксперименты проводились совместно с научным руководителем Решетниковым А.В. и научным консультантом Мажейко Н.А. На основании полученных экспериментальных результатов коллективом готовились научные публикации.

Апробация работы

Основные результаты работы были доложены на следующих российских и международных конференциях и семинарах**:** 10 - 14 всероссийских молодежных школах-семинарах по проблемам физики конденсированного состояния вещества 2009 - 2013г, Екатеринбург; Пятой Российской национальной конференции по теплообмену РНКТ-5, Москва, 2010; XVIII и XIX школах-семинарах под руководством академика А.И. Леонтьева г. Звенигород, 2011г., г. Орехово-Зуево, 2013г.; XIV Минском международном форуме по тепло- и массообмену, г. Минск, 2012г.; VIII Всероссийского семинара ВУЗов по теплофизике и энергетике, г. Екатеринбург, 2013г.

Публикации

По теме работы опубликовано 5 статей в научных рецензируемых журналах, определенных Высшей Аттестационной Комиссией, *10* тезисов докладов на всероссийских и международных конференциях. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Работа изложена на *104* страницах, содержит *33* рисунка, *2* таблицы, список литературы из *118* наименований, в том числе *46* на иностранном языке.

Глава 1. Аналитический обзор

1.1 Фазовые состояния. Термодинамическая устойчивость

Любая однокомпонентная система, состоящая из большого числа частиц, может находиться в различных фазовых состояниях: твердом (кристаллическом), жидком и газообразном, разделенных между собой границами перехода из одной фазы в другую. Выделяют следующие устойчивости фаз: стабильную, метастабильную и лабильную [1,9].

Стабильным, называется состояние фазы, находящейся в устойчивом равновесии.

Состояние неустойчивого равновесия системы называется лабильным.

Метастабильное фазовое состояние – это не вполне устойчивое состояние системы из большого числа частиц, способной к фазовому переходу первого рода. Система устойчива по отношению к малым (непрерывным) изменениям термодинамических параметров, но проявляет неустойчивость при возникновении в ней зародыша (зародышей) конкурирующей фазы. Метастабильные состояния способны к более или менее длительному существованию, поскольку сами по себе они устойчивы, а переход в стабильную фазу требует преодоления некоторого потенциального барьера.

На рисунке 1.1 изображена фазовая диаграмма системы жидкость – пар в координатах p- V. На ней сплошными линиями изображены бинодаль (АКВ) и равновесная изотерма (*a'авв'*). Продолжения кривых *a'a* и *b'b* за бинодаль относятся к метастабильным однородным состояниям фаз. Участок *ab* – равновесные двухфазные состояния однокомпонентной системы. Пунктирной линией показана спинодаль (CKD) или граница, разделяющая области относительно устойчивых и неустойчивых состояний. Критическая точка K принадлежит одновременно линии фазового равновесия и спинодали как их точка

соединения. Выше критической точки граница устойчивости нигде не достигается.

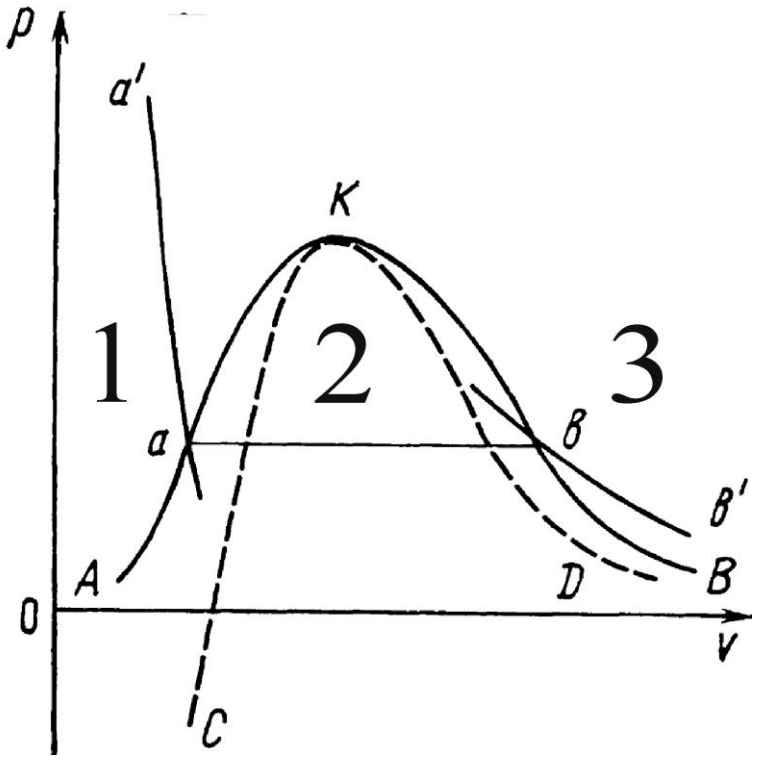


Рисунок 1.1 – Фазовая диаграмма однокомпонентной системы жидкость – пар. 1 и 3 – области устойчивых состояний жидкой и паровой фаз соответственно. 2 – область лабильных состояний.

Необходимым и достаточным условием устойчивости фазы однородной системы относительно непрерывно изменяющихся термодинамических параметров является неравенство [1]

$$\Delta T \Delta S - \Delta p \Delta V > 0 , \qquad (1.1)$$

где Δ означает конечную разность.

Выберем за независимые переменные энтропию и объем и обозначим их виртуальные изменения через dS и dV. Тогда выражение (1.1) перепишется в следующем виде

$$\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_V (\delta S)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S \delta V \delta S - \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S (\delta V)^2 - \left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V \delta S \delta V > 0$$

или в частных производных от внутренней энергии

$$E_{SS}(\delta S)^2 + E_{SV}\delta V \delta S + E_{VV}(\delta V)^2 + E_{VS}\delta S \delta V > 0$$

необходимым и достаточным условием положительной определенности вещественной квадратичной формы является выполнение следующих неравенств:

$$D = E_{SS}E_{VV} - E_{SV}{}^2 > 0 \tag{1.2}$$

$$E_{SS} = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_V = \frac{T}{C_V} > 0, \qquad E_{VV} = -\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S > 0 \tag{1.3}$$

D есть адиабатический детерминант устойчивости [9], а производные (1.3) – адиабатические коэффициенты устойчивости. Для изодинамических производных [9] имеем неравенства аналогичные (1.3):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = \frac{T}{C_p} = -\frac{D}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S} > 0, \qquad -\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = \frac{D}{\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_V} > 0 \tag{1.4}$$

Условием устойчивости однородной системы является выполнение неравенства (1.2.). Равенство нулю детерминанта устойчивости определяет спинодаль (линия CKD) или границу существенной неустойчивости фазы. При равенстве нолю

детерминанта устойчивости, в ноль обращаются изодинамические коэффициенты устойчивости (1.4).

Бинодаль (АКВ) – линия фазового равновесия отделяет абсолютно устойчивые состояния фаз. Термодинамическое равновесие между жидкостью и паром, когда поверхностной энергией системы можно пренебречь, достигается при соблюдении механического и теплового равновесия, а также равенства химических потенциалов фаз [11,12]:

$$p' = p'', \; T' = T'' \quad \mu'(T, p) = \mu''(T, p), \tag{1.5}$$

где один штрих соответствует жидкому состоянию, а два штриха – газообразному. Величина химического потенциала указывает на относительную устойчивость фаз (стабильной является та фаза, для которой химический потенциал меньше).

Равенства (1.5) определяют линию фазового равновесия (АКВ). Переход жидкости через бинодаль без фазового превращения означает нахождение ее в метастабильном (в нашем случае перегретом) состоянии (продолжение кривой *a'a*).

1.2 Зарождение пузырька в перегретой жидкости. Частота флуктуационного зародышеобразования. Взрывное вскипание

Перевод жидкости в перегретое состояние обычно производится или повышением температуры при фиксированном давлении, либо путем изотермического или адиабатического расширения. Жидкость в метастабильном (перегретом) состоянии не может находиться бесконечно долго – с течением времени она перейдет в стабильное состояние. Для этого перехода необходимо возникновение в перегретой жидкости хотя бы одного парового зародыша. Образовавшийся пузырек, для инициализации парообразования, должен иметь

минимальный критический размер r_k. Условия равновесия для сферического пузырька в объеме метастабильной жидкости имеют вид:

$$p' = p'' - \frac{2\sigma}{r_k}, \quad T' = T'', \quad \mu'(T, p) = \mu''(T, p), \tag{1.6}$$

где σ – удельная избыточная свободная энергия (поверхностное натяжение).

При возникновении зародыша, в зависимости от разности давлений внутри и вне его, будет наблюдаться либо увеличение пузырька вплоть до размеров разрыва, либо его уменьшение (схлопывание).

Образование пузырька пара в перегретой жидкости требует преодоления энергетического барьера, равного совершению работы [1]:

$$W_k = \frac{16\pi\sigma^3}{3\left(p'' - p'\right)^2} = \frac{4\pi\sigma r_k^2}{3}$$

Преодоление данного барьера происходит или путем возникновения жизнеспособного зародыша на слабых местах или за счет флуктуаций. Слабыми местами, уменьшающими работу образования пузырька, являются шероховатости поверхности, растворенный газ, пылинки и т.д. В этом случае говорят о гетерогенном зародышеобразовании [13-16]. Аналитически описать распределение всех микроуглублений поверхности и учесть степень чистоты жидкости не представляется на данном этапе изучения возможным.

В случае образования пузырьков пара в перегретой жидкости за счет тепловых флуктуаций говорят о гомогенном зародышеобразовании [17-19]. Энергетический барьер становится тем меньше, чем глубже происходит заход жидкости в метастабильное состояние. Зародыши возникают флуктуационным путем и их появление носит случайный характер. Поскольку спонтанное возникновение зародыша является случайным событием, то определенный физический смысл имеет среднее время ожидания зародыша $\bar{\tau}$ [1]. Для

перегретой жидкости и пересыщенного пара теория предсказывает очень резкую зависимость величины $\bar{\tau}$ от глубины вторжения в метастабильную область. Так как жидкость переходит в новое фазовое состояние при потере устойчивости за счет появления в ней малых зародышей новой фазы удобно границу достижимых перегревов характеризовать частотой образования пузырьков *J*, способных к дальнейшему росту. Существует следующая связь между *J* и средним временем ожидания жизнеспособного зародыша $\bar{\tau}$ в заданном объеме *V* жидкости:

$$J V \bar{\tau} = 1 \tag{1.7}$$

По теории гомогенной нуклеации скорость флуктуационного зародышеобразования рассчитывается по формуле [1]

$$J = NB \exp\left(-\frac{W_k}{k_B T}\right), \tag{1.8}$$

где *N* – количество молекул в единице объема, *B* – кинетический множитель, k_B - постоянная Больцмана, равная $1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Для расчета частоты зародышеобразования существуют и другие варианты. Результат каждого расчета приводит к формуле типа (1.8). Отличие формул заключается в величине и структуре предэкспоненциального множителя *B*, который, как показано в [1, 20], может изменяться на 1 – 3 порядка в зависимости от теории и принятых приближений. Слабая зависимость величины произведения *NB* от давления и температуры позволяет принять *NB*=const и записать вместо (1.8)

$$\ln J = 88 - G,$$

где $G = \frac{W_k}{kT}$ - число Гиббса.

Исследование свойств перегретой жидкости естественно было начать с определения практически достижимого перегрева жидкости. Первое такое систематическое исследование проведено Висмером [21] в 1922г. с диэтиловым эфиром.

Экспериментальная проверка теории гомогенного зародышеобразования показала хорошее согласие предсказываемых значений J с опытными данными. Для многих жидкостей экспериментально определена граница достижимых перегревов, соответствующих частотам J~10^2 - 10^6 см$^{-3}$с$^{-1}$ [1,20]. Сильное расхождение теории с экспериментом было обнаружено в опытах с водой [22-28]. Причина несовпадения заключается в недостаточности тщательной очистки воды от готовых центров кипения и других примесей [27]. Из опытов следует, что зависимость частоты зародышеобразования J от температуры при атмосферном давлении носит ступенчатый характер [28]. На рисунке 1.2 показано изменение J от степени перегрева воды и органических жидкостей в приведенных температурах. При перегревах $T < 0.70T_C$ (для воды) и $T < 0.8T_C$ (для органических жидкостей) парообразование происходит на отдельных, немногочисленных и невзаимодействующих пузырьках – готовых центрах кипения [20]. Далее, до температур $0.9T_C$ частота парообразования пороговым образом возрастает. Такой рост частоты обусловлен не только увеличением пересыщения, но и переходом к интенсивному гетерогенному парообразованию. При интенсивном гетерогенном зародышеобразовании часто наблюдается цепная, лавинообразная активация центров кипения. С достижением температур $T \geq 0.9T_C$ вступает в действие механизм гомогенного зародышеобразования. Последние два упомянутых механизма вскипания отличаются чрезвычайно высокой интенсивностью и сосредоточенностью и называются взрывным режимом вскипания [28, 29]. В переходных режимах вскипания происходит скачок на

четыре порядка J для воды при $T \approx 0.7T_C$, для органических веществ при $T \approx 0.8T_C$ и рост частоты зародышеобразования при $T \approx 0.9T_C$.

Переходы между режимами вскипания с различными механизмами зародышеобразования в перегретых жидкостях можно интерпретировать как неравновесные фазовые переходы [30-32].

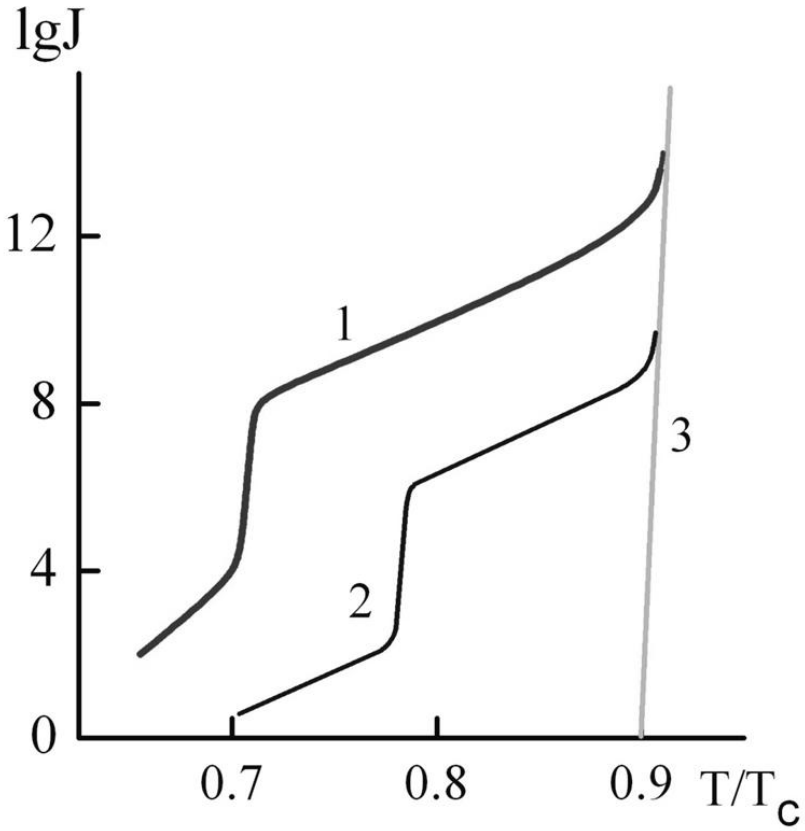


Рисунок 1.2 – Температурная зависимость частоты зародышеобразования в перегретых жидкостях при атмосферном давлении. Линии 1, 2 - аппроксимация экспериментальных результатов, полученных для воды (1) и для органических жидкостей (2), 3 – расчет по теории гомогенной нуклеации.

Реализация гомогенного зародышеобразования достигается в специально подготовленных, очищенных системах, не содержащих готовых центров кипения (пузырьковая камера [20]) или при достаточно быстром переводе жидкости в метастабильное (перегретое) состояние, которое осуществляется путем подвода

тепла с большой скоростью (~10^6 K/c) или резкого сброса давления (~10^5 МПа/с). На фазовой диаграмме воды в координатах p- T (рисунок 1.3) стрелками показано, как происходит заход жидкости с линии фазового равновесия в область метастабильных состояний при импульсном нагреве (стрелка DE) и резком сбросе давления (стрелка DG).

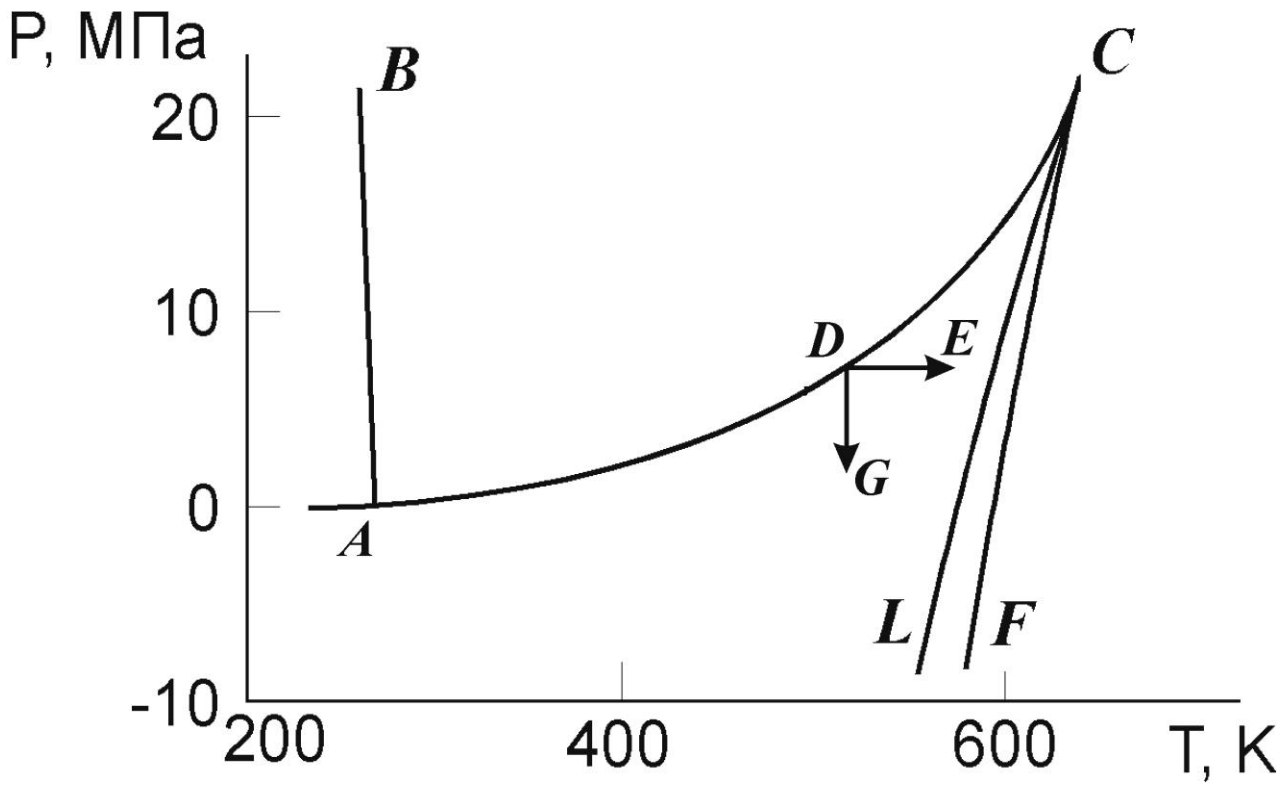


Рисунок 1.3 – Фазовая диаграмма воды: AC – бинодаль, AB – линия плавления, CL – линия достижимого перегрева, CF – спинодаль. Стрелками показан переход жидкости в область метастабильных состояний при импульсном нагреве (DE) и резком сбросе давления (DG).

Экспериментальное и теоретическое изучение вскипания в ударном режиме было проведено в работах [1, 20, 27, 29, 33-35]. В опытах с быстрым вводом тепла использовали метод нагрева тонкой платиновой проволочки импульсами тока. В ходе работ было получено условие достижения режима взрывного вскипания.

Данный критерий относится к скорости разогрева поверхности проволочки и выражается следующим неравенством:

$$\left(\frac{3}{4\pi\tilde{\Omega}\langle\Psi^3\rangle}\right)^{1/3\alpha}\frac{\dot{T}}{T_* - T_S} >> 1, \qquad (1.9)$$

где T_s - температура насыщения, T_* - температура предельного перегрева, соответствующая определенной *J=const*, $\dot{T}$ - скорость разогрева поверхности проволочки, $\langle\Psi\rangle$ - усредненная функция теплофизических параметров и перегрева жидкости в законе роста парового пузырька на температурном интервале (T_s, T_*), $\tilde{\Omega}$ - эффективное число гетерогенных центров в единице объема жидкости, α - степень у времени в законе роста пузырька: $r = \Psi\tau^{\alpha}$.

В опытах с резким сбросом давления использовали короткий цилиндрический канал (диаметр 0.5мм, длина 0.7мм) с острыми входными кромками. Время нахождения жидкости в таком канале составляло примерно десятки микросекунд. Условие ударного режима вскипания для перегретой жидкости, истекающей через короткий канал, записывается следующим образом [20]:

$$\frac{\left[1-\tilde{\Omega}V(t)\right]p_*}{\left[1-\tilde{\Omega}V(t)\right]p_{пр} + \rho'\omega^2\tilde{\Omega}V(t)} > 1 \qquad (1.10)$$

где $V(t)$ объем пузырька, увеличивающегося в пределах канала, t - время нахождения жидкости в пределах канала; ω - скорость движения жидкости на входе в канал; ρ' - плотность жидкости; $p_{пр}$ - давление среды, в которую происходит истечение; $p_*(T,J=\text{const})$ – давление интенсивного флуктуационного зародышеобразования.

В обоих случаях (методы импульсного нагрева и резкого сброса давления) удается достичь глубокого внедрения жидкости в область метастабильных состояний. При выполнении критериев ударного режима вскипания (1.9, 1.10) срабатывает механизм гомогенного зародышеобразования.

1.3 Критическое состояние. Закон соответственных состояний

Понятие критического состояния и критической температуры было введено Томасом Эндрюсом [36] при систематическом исследовании хода изотерм углекислоты (CO_2) при различных температурах. Предшественники Эндрюса Каньяр де ля Тур и Д.И. Менделеев [37] пришли к выводу, что для каждой жидкости существует такая температура, выше которой вещество может находиться только в газообразном состоянии. Такую температуру Менделеев называл температурой абсолютного кипения. Критическую температуру Эндрюс определял по системе изотерм. Предельная изотерма, у которой горизонтальный участок переходил в точку, как показано на рисунке 1.4, являлась критической изотермой, а указанная точка – критической точкой. Данным методом определялась не только критическая температура T_c, но и критические давление p_c и объем V_c. Состояние вещества, отвечающее критической температуре, давлению и объему называется критическим состоянием. В этом состоянии исчезает различие плотностей между жидкой и газовой фазами, т.е. с повышением давления на изотерме T_k = const и на изотермах, соответствующих более высоким температурам, удельный объем вещества будет монотонно уменьшаться без скачкообразного изменения от V'' до V', характерного для фазового перехода.

Критическая точка (T_c, p_c, V_c) определяется из следующих соотношений:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = 0, \qquad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_T = 0.$$

или

$$\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = 0, \qquad \left(\frac{\partial^2 T}{\partial S^2}\right)_p = 0.$$

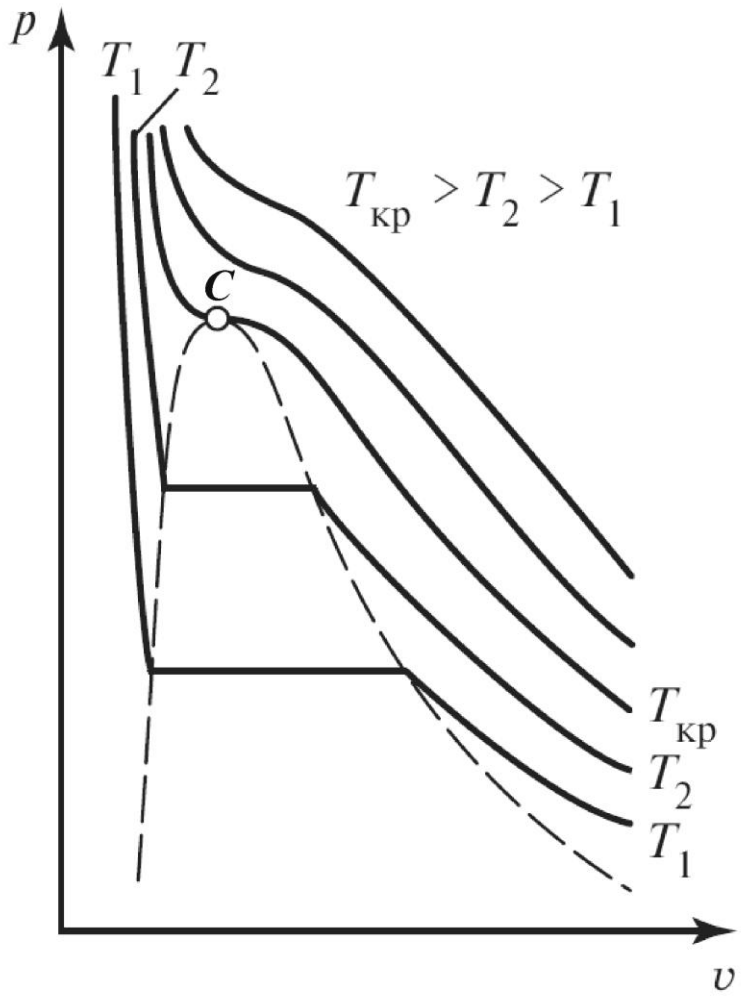


Рисунок 1.4 – Определение критической изотермы по характеру зависимости p от υ. ***C*** – критическая точка. Пунктирная линия - бинодаль.

Рассмотрим уравнение Ван-дер-Ваальса, которое качественно правильно передает поведение реальных газов. Оно имеет следующий вид:

$$\left(p+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT\,, \qquad (1.11)$$

где a и b — константы, которые наряду с газовой постоянной характеризуют индивидуальные свойства вещества. Добавочное слагаемое в давлении $\left(\frac{a}{V^2}\right)$ учитывает взаимодействие молекул газа. Известно, что силы взаимного притяжения молекул приводят к появлению внутреннего давления в газах и жидкостях, следовательно, величину $\left(\frac{a}{V^2}\right)$ можно рассматривать как внутреннее давление в газе. Величину b можно интерпретировать как объем, занимаемый молекулами. Таким образом, уравнение Ван-дер-Ваальса учитывает реальные свойства газа – наличие межмолекулярного взаимодействия в газах и собственный объем молекул. При стремлении к нулю $\left(\frac{a}{V^2}\right)$ и (b) уравнение (1.11) переходит в уравнение состояния идеального газа:

$$pV = RT \qquad (1.12)$$

Термодинамические критические параметры (T_c, p_c, V_c) в критической точке для газа Ван-дер-Ваальса выражаются следующим образом:

$$T_c=\frac{8a}{27Rb}\,,\ p_c=\frac{a}{27b^2}\,,\ V_c=3b$$

Если обозначить отношения давления, температуры и удельного объема газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, к значениям этих величин в критической точке как $\pi=\frac{p}{p_c}$, $\tau=\frac{T}{T_c}$, $\varphi=\frac{V}{V_c}$ (π,τ,φ - безразмерные значения

приведенных давления, температуры и удельного объема), то получим уравнение Ван-дер-Ваальса в безразмерном виде:

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right)(3\varphi - 1) = 8\tau\,, \qquad (1.13)$$

Форма записи уравнения Ван-дер-Ваальса (1.13) означает, что если давление, объем и температуру измерять соответственно в единицах p_c, V_c, T_c, то уравнение состояния будет иметь один и тот же вид для всех веществ. То есть любые две жидкости с одинаковыми π, φ, τ находятся в соответственных состояниях. Уравнение (1.13) является законом соответственных состояний. Вещества, подчиняющиеся закону соответственных состояний, называют термодинамически подобными. Выражение (1.13) можно представить в следующем виде [38]:

$$F = (\pi, \varphi, \tau, A, B, C...) = 0\,,$$

где A,B,C - индивидуальные параметры исследуемого вещества. В работе [39] показано, что достаточно одного безразмерного параметра для приблизительного подобия физических свойств веществ (однопараметрическое подобие):

$$F = (\pi, \varphi, \tau, A) = 0$$

Исследования взрывного вскипания для различных жидкостей показали, что однопараметрическое подобие справедливо относительно температур достижимого перегрева при одинаковой для всех веществ частоте зародышеобразования J = const [1,20].

1.4. Формы струй вскипающих жидкостей при истечении через короткий цилиндрический канал

Внимание, уделяемое процессу распада свободных струй жидкости, обусловлено созданием и модернизацией различных аппаратов для распыления жидкостей. Накопление теоретических и экспериментальных данных по изучению распыла позволило создать многочисленные устройства, которые находят широкое применение, как в повседневной жизни, так и в различных отраслях машиностроения и энергетики. Во многих агрегатах и механизмах (струйный принтер, пожарная машина нового поколения…) используются перегретые жидкости, которые, в некоторых случаях, являются альтернативой холодным жидкостям для достижения определенных целей (мелкодисперсное распыление веществ и топлив [40-43]). Однако, при эффективном использовании холодных и горячих потоков, остаются открытыми вопросы о механизме распада струй.

Известно, что распад струй может быть результатом различного рода неустойчивостей [28,44,45]. Первое строгое аналитическое исследование устойчивости цилиндрической струи идеальной несжимаемой жидкости по отношению к поверхностным капиллярным цилиндрическим осесимметричным волнам бесконечно малой амплитуды выполнено Рэлеем [46].

На сегодняшний день различными исследователями [47-51] представлены теоретические модели, которые позволили достаточно корректно описать распад одно– и двухфазных течений.

Разрушение потока невскипающей жидкости, наряду с неустойчивостью Рэлея – Тейлора, обусловлено также неустойчивостью Гельмгольца [49], которая проявляется в дроблении струи на капли вследствие случайного возмущения поверхности движущейся струи. Процесс распада струй перегретой жидкости [50], истекающей через насадок в атмосферу, имеет ряд особенностей по сравнению с разрушением струй холодной жидкости. Проявление этих особенностей вызвано наличием в потоке фазового перехода жидкость – пар.

Потеря устойчивости свободной струи проявляется своеобразным образом и зависит от различных факторов. Так при возникновении положительной обратной связи между степенью деформации и силой реакции отдачи пара наблюдается барокапиллярная неустойчивость [51]. В перегретых растворах наблюдается межфазная неустойчивость, связанная с зависимостью давления пара (скорость испарения) от концентрации. Разрушение межфазной поверхности может быть связано с зависимостью поверхностного натяжения от концентрации или температуры. Обзор физико-химической механики межфазной поверхности дан в сборнике статей [52].

Непосредственное влияние на вид истекающей струи оказывает геометрия насадка и время его работы в исследуемом режиме. Экспериментально было выяснено, что "приработанный" насадок вносит меньшее возмущение в форму струи, чем только что изготовленный канал. Большое внимание уделяется изучению характеристик струй при истечении их из каналов различной геометрической формы (квадратной, треугольной, цилиндрической, прямоугольной и др.) [53-55]. Практическая важность исследования истечения потока из форсунок, имеющих некруглое сечение, связано с объемным и молекулярным смешиванием различных веществ. В процессе свободного истечения потока в атмосферу, из какого-либо отверстия, происходит инверсия струи, которая заключается в изменении формы её сечения по мере удаления от отверстия [56]. Наиболее заметно инверсия проявляется для небольших (до нескольких сантиметров) некруглых отверстий. Данное явление происходит благодаря тому, что скорости подхода к отверстию оказываются неодинаковыми для различных участков периметра отверстия. Кроме того вносят свой вклад силы инерции движущейся жидкости и силы межмолекулярного давления [56]. На рисунке 1.5 условно показано как при истечении струи в атмосферу из малого отверстия происходит изменение ее формы по длине.

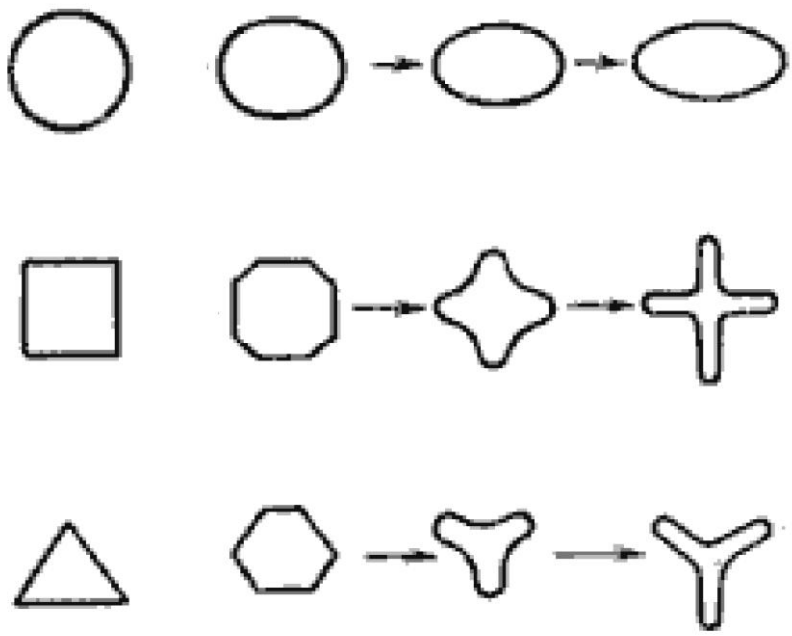


Рисунок 1.5 – Инверсия струи.

Существенный вклад в изменение формы и в проявления неустойчивостей истекающей среды могут внести самые разнообразные факторы (электромагнитное поле, ИК-излучение, среда, в которую происходит истечение и др.). Одним из таких факторов является использование внешних поверхностей различной геометрической формы, устанавливаемых за каналом, из которого происходит истечение жидкости.

В работах [4, 57-59] изучено влияние перегрева и различных внешних плоскостей на эволюцию формы струи. В качестве внешней поверхности различной геометрической формы авторы [4] использовали фланцы, показанные на рисунке 1.6.

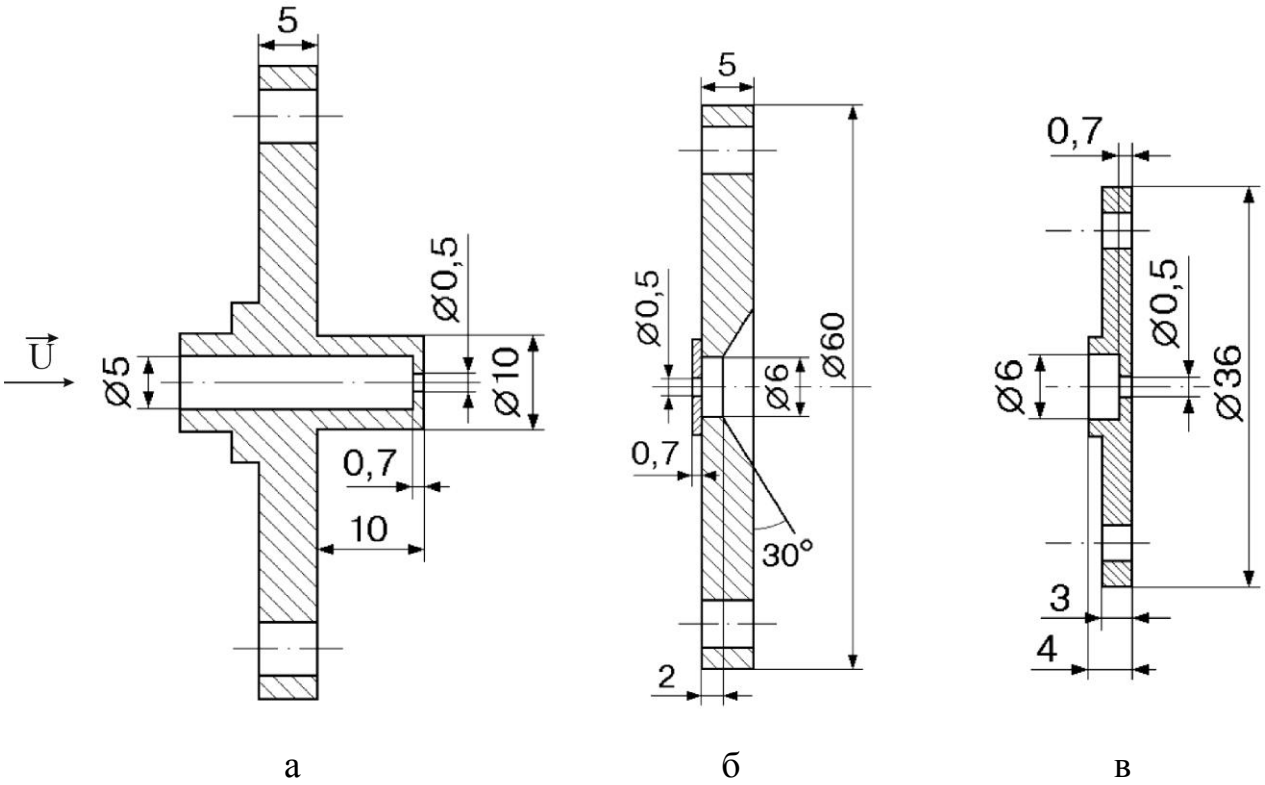
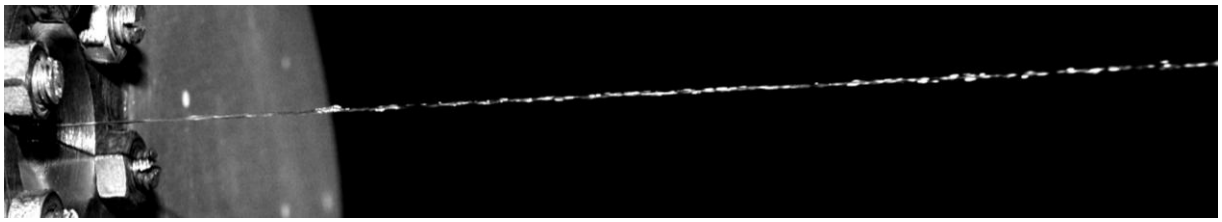


Рисунок 1.6 – Геометрия выходных фланцев. Стрелкой слева показано направление движения потока.

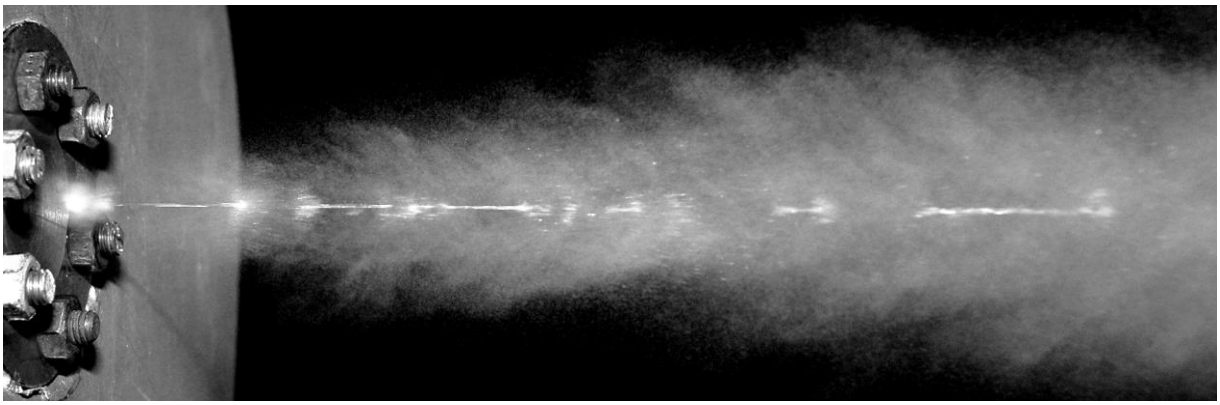
Истечение производилось из камеры высокого давления, через цилиндрический канал диаметром $d = 0.5$ мм с острыми входными кромками в атмосферу. Для изучения влияния геометрических факторов на форму струи исследовано влияние относительной длины насадка (l/d = 1.4, 7, 12). Опыты показали, что для каналов с относительными длинами l/d = 1.4; 7, наблюдавшиеся виды струй совпадали. Для насадка с l/d = 12 наблюдался практически неизменный вид струи, на всем исследованном температурном интервале, похожий на форму газового потока. Это указывает на установление термодинамического равновесия пароводяной струи на выходе из канала. Изменение форм вскипающих струй, истекающих через короткий цилиндрический канал диаметром $d = 0.5$ и длиной l = 0.7 (l/d =1.4), при наличии внешней поверхности (фланцы, различной геометрии), показано на рисунке 1.7.

Первый вид истекающей струи (рисунок 1.7а) наблюдался при малых перегревах ($\Delta T = T_{0s} - T_s(p_a) < 50$ ºС). Струя имела форму холодной, не вскипающей жидкости. При умеренных перегревах (50 ºС $< \Delta T <$ 80 ºС) в потоке (рисунок 2.6б) обнаруживалось действие как отдельных центров объемного вскипания, так и интенсивного испарения с поверхности с проявлением барокапиллярной неустойчивости [51]. При увеличении температуры ($\Delta T >$80 ºС) струя приобретала форму полого конуса с растущим углом раскрытия при вершине (рисунок 1.7в). Данные формы вскипающих струй наблюдались при истечении струй из первого фланца (рисунок 1.6а) во всем исследованном температурном интервале, включая область предельных перегревов. Использование внешней поверхности, имеющей диффузорную часть (рисунок 1.6б) позволило наблюдать кризис формы потока – полный развал (рисунок 1.7г) в области высоких перегревов. Для перегретой воды такой вид истекающей струи имел место в широком температурном диапазоне 210 ºС $< T_s <$ 300 ºС.

Кратковременно (в начале процесса истечения) полный развал был замечен при использовании фланца, плоскость которого совпадала с плоскостью выходного среза канала (рисунок 1.6в). Вследствие затруднения эффективного взаимодействия потока с поверхностью, кризис формы струи был обнаружен в более узком температурном интервале, а именно, 250 ºС $< T_s <$ 300 ºС. Экспериментальные и теоретические исследования кризиса формы истекающей перегретой жидкости, показали, что для проявления полного развала необходимо выполнение следующих условий: реализации в потоке взрывного вскипания и наличие поверхности, захватывающей струю. Явление прилипания потока к поверхности, известно в аэродинамике, как эффект Коанда [60-62]. Данный эффект заключается в следующем: струя жидкости, вытекающая из сопла, стремится отклониться по направлению к неподвижной стенке и, при определенных условиях, прилипает к ней, как показано на рисунке 1.8а.



а



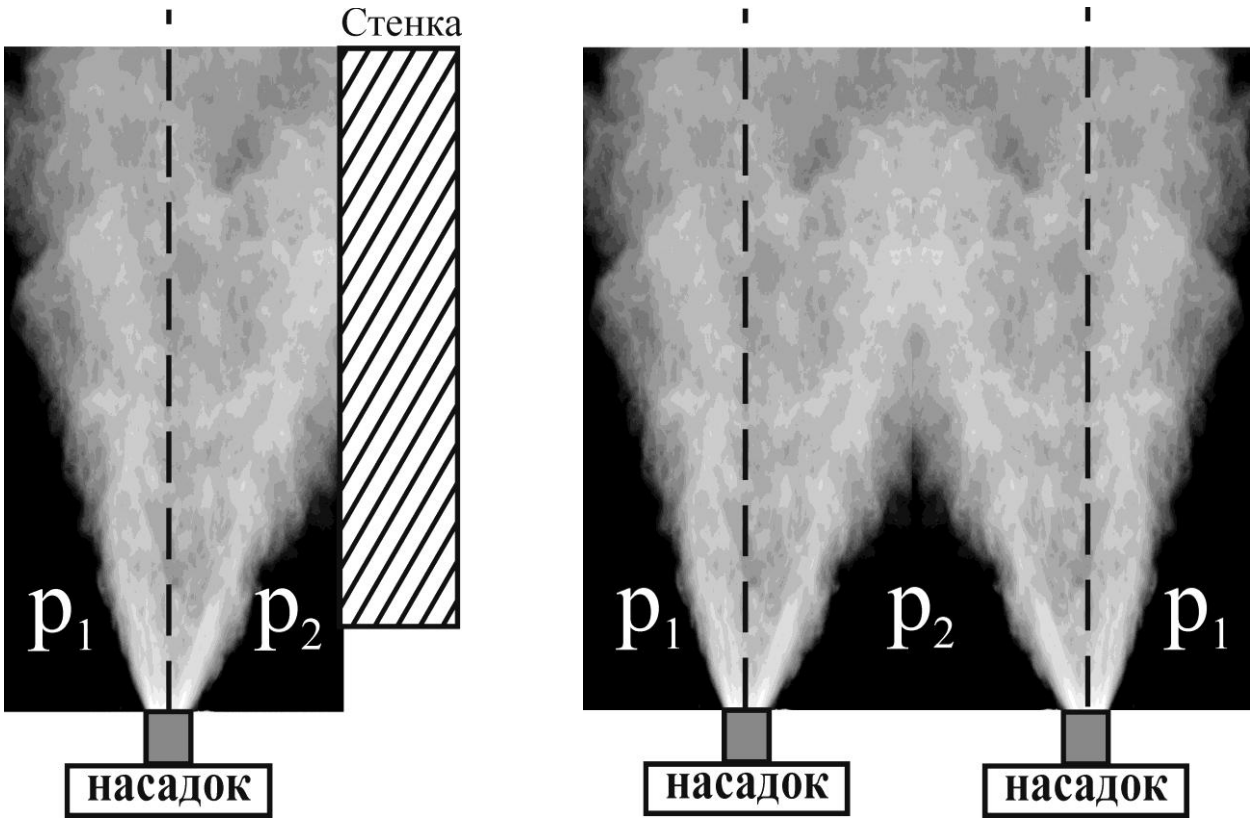
б

в

г

Рисунок 1.7 – Формы струй перегретой воды, истекающей через короткий цилиндрический канал при различных внешних геометрических условиях. а) T_s=130 ºС; б) T_s=160 ºС; в) и г) – T_s=240 ºС.

Это объясняется тем, что боковая стенка препятствует свободному поступлению воздуха с одной стороны струи, создавая зону с пониженным давлением.



а б

Рисунок 1.8 – Проявление эффекта Коанда: а) прилипание потока к стенке, б) отклонение течения двух параллельных потоков, движущихся с одинаковыми скоростями. p_1 и p_2 – области внешнего давления среды и пониженного давления соответственно. Пунктирная линия – ось симметрии, совпадающая с осью сопла и являющаяся ее продолжением.

Также эффект Коанда можно наблюдать при течении двух параллельных потоков (рисунок 1.8б). В этом случае зона пониженного давления возникает между струями, что приводит к их взаимному отклонению и перемешиванию. Слияние потоков происходит не сразу после выхода их из канала, а на определенном расстоянии от него, которое может смещаться в зависимости от

скорости течения (при высоких скоростях струй перемешивание происходит вблизи насадка, при малых скоростях – вдали от него). Теоретическое и практическое исследование эффекта Коанда позволяет эффективно разрабатывать технические устройства летательных аппаратов, пожарной техники [63], пневмоники (струйной пневмоавтоматики), вентиляции, кондиционирования, а также изучать проблемы биологии и медицины [64].

В работе [65] рассматривается задача определения условий перехода обычной жидкостной струи к кавитирующей. Авторы, на основании полученных экспериментальных результатов, заключают, что при одном и том же перегреве жидкости в зависимости от диаметра сопла может наблюдаться как “взрывной” характер, так и обычный характер истечения жидкой струи. В качестве обоснования данного результата ими рассматривается следующая модель.

В жидкой струе находятся зародыши парообразования. Пусть давление в центрах парообразования приближенно равно давлению насыщенных паров. При резком сбросе давления в жидкости будет происходить рост газовой каверны в том случае, когда $p_s > p_a$, p_a – давление в окружающей среде. Предположим, что скорость роста каверны ограничивается инерцией жидкости. Предельная скорость роста пузыря равна

$$\omega \sim \sqrt{\frac{\Delta p_s}{\rho'}},$$

где $\Delta p_s = p_s - p_a$, ρ' – плотность жидкости. Скоростной напор паровой фазы, стремящейся “разорвать” жидкую струю, равен $\rho''\omega^2$. С другой стороны, на внешнюю поверхность струи действует сила поверхностного натяжения σ/d (σ – коэффициент поверхностного натяжения, d – диаметр канала).

Условие распада струи определяется соотношением этих сил

$$\frac{\rho''\Delta p_s d}{\sigma\rho'} > \left(\frac{\rho''\Delta p_s d}{\sigma\rho'}\right)_{кр}$$

Также в работе рассмотрена задача определения угла полураскрытия струи от ряда конструктивных и режимных факторов. Авторы отмечают большой разброс значений в зависимости от диаметра сопла, скорости истечения струи, а также степени перегрева жидкости. Ими приведена формула, позволяющая определить угол полураскрытия кавитирующей струи с парожидкостным ядром

$$\alpha = \arcsin\frac{\Delta p_s \rho'' d}{m\sigma\sqrt{\Delta p \rho'}},$$

где m – константа, равная 0.6.

Таким образом, угол раскрытия α кавитирующей струи в том случае, когда на ее начальном участке присутствует перегретое жидкостное ядро, определяется скоростью роста паровых пузырей.

Оценки угла полураскрытия α согласуются с опытными данными, полученными для значений угла распыла вскипающей цилиндрической струи [66].

1.5. Реактивная отдача струй перегретых жидкостей

Исследование течений жидкостей с фазовыми переходами связано с широким практическим приложением в ракетостроении, авиации, криогенном машиностроении, энергетике, химической промышленности. Для расчета и проектирования оборудования, обеспечения безопасной и управляемой работы энергоустановок необходима информация об условиях образования и развития новой фазы и о характеристиках двухфазного потока. Одной из важнейших интегральных характеристик потока является реактивная отдача двухфазной струи.

При течении жидкости или газа из сосуда через насадок реактивная сила рассчитывается по формуле:

$$R = Gu\,, \tag{1.14}$$

где G есть расход истекающей среды, а u – ее скорость.

В зависимости от истекающей среды и условий течения выражение (1.14) принимает иной вид. В случае истечения несжимаемой жидкости массовый расход и скорость выражаются формулами:

$$G = \mu S\sqrt{2\Delta p\rho}\,,$$

$$u = \vartheta\sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}\,,$$

где S – площадь насадка, из которого происходит истечение, μ - гидравлический коэффициент расхода, $\vartheta \approx 1$ - эмпирический коэффициент скорости, Δp – разность между давлением внутри сосуда и внешним (атмосферным) давлением, ρ – плотность потока.

В этом случае расчет реактивной силы производится следующим образом:

$$R = 2\mu S\Delta p\,, \tag{1.15}$$

Особенность формулы (1.15) состоит в том, что в ней нет величин, которые характеризуют свойства истекающей среды, и реактивное усилие линейным образом зависит от перепада давлений, вызывающего течь.

Течение газа в канале в отсутствие теплообмена и работы сил трения является идеальным адиабатическим процессом [67]. В таком течении энтропия газа остается постоянной (изоэнтропическое течение). Рассматривая течение газа по каналу, считают, что скорость направлена по оси канала и имеет во всех точках поперечного сечения одно и то же значение, равное среднему значению скорости действительного движения [6]. Стационарное изоэнтропическое течение газа в канале описывается следующей системой уравнений, в которую входят закон

сохранения энергии при течении, уравнение неразрывности, термодинамическое тождество, условие постоянства энтропии и уравнение состояния:

$$\begin{cases} i + \frac{1}{2}u^2 + gh = i_0 + \frac{1}{2}{u_0}^2 + gh_0 - l_{\text{техн}} \\ uS\frac{1}{\upsilon} = u_0 S_0 \frac{1}{\upsilon_0} \\ \\ T\frac{ds}{dx} = \frac{di}{dx} - \upsilon\left(\frac{dp}{dx}\right) \\ S = \text{const} \\ p = p(\upsilon, T) \end{cases}$$

Индекс 0 относится к начальному состоянию газа, т.е. к входному сечению канала, $l_{\text{техн}}$ - полезная внешняя работа, h – геометрическая высота центра тяжести сечения канала.

При критическом режиме истечения, когда скорость и давление газа в выходном сечении канала равны критическим давлению и скорости:

$$p_{kp} = p_0\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}}$$

$$u_{kp} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}p_0\upsilon_0}$$

где $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ - коэффициент адиабаты, секундный расход газа равен

$$G_{kp} = \mu_{\text{г}} S \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\upsilon_0} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$$

В этом случае выражение для расчета реактивной отдачи приобретает следующий вид:

$$R_{\text{г}} = G_{kr} \left(u_{kr} + \frac{p_{kr} - p_a}{u_{kr} \rho_{kr}} \right)$$

$$R_{\Gamma} = \mu_{\Gamma} S \left\{ p_0 \left[\left(\frac{2\gamma^2}{\gamma + 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right)^{1/2} + \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right] - p_a \right\}, \quad (1.16)$$

1.6. Результаты исследований расходных и тяговых характеристик струй перегретых жидкостей

Экспериментальные исследования процесса термодинамически неравновесного истечения двухфазных потоков [68-75] выявили некоторые особенности, связанные с кризисным поведением динамических характеристик (расход, реактивная тяга) перегретой жидкости при истечении через короткий канал в атмосферу при реализации в струе механизма взрывного вскипания.

Кризисное поведение расхода жидкости проявлялось в его резком снижении при температурах $T \geq 0.90\ T_{\text{c}}$, как показано на рисунке 1.9 [68,69]. Эксперименты проводились с водой и органическими жидкостями (н-пентан, н-гексан, дибромтетрафторэтан). Плавное снижение расхода при повышении температуры сменялось его крутым падением вследствие явления «запирания» канала паром. Начальные условия жидкости в канале (температура, давление) соответствовали области спонтанного взрывного вскипания.

Так как реактивная отдача связана с массовым расходом линейной зависимостью, то следовало бы ожидать, что кризисные явления в ее поведении будут происходить при тех же условиях ($T \geq 0.90\ T_c$). Однако, как видно из рисунка 1.10 резкое уменьшение (кризис) реактивной силы может проявиться гораздо раньше.

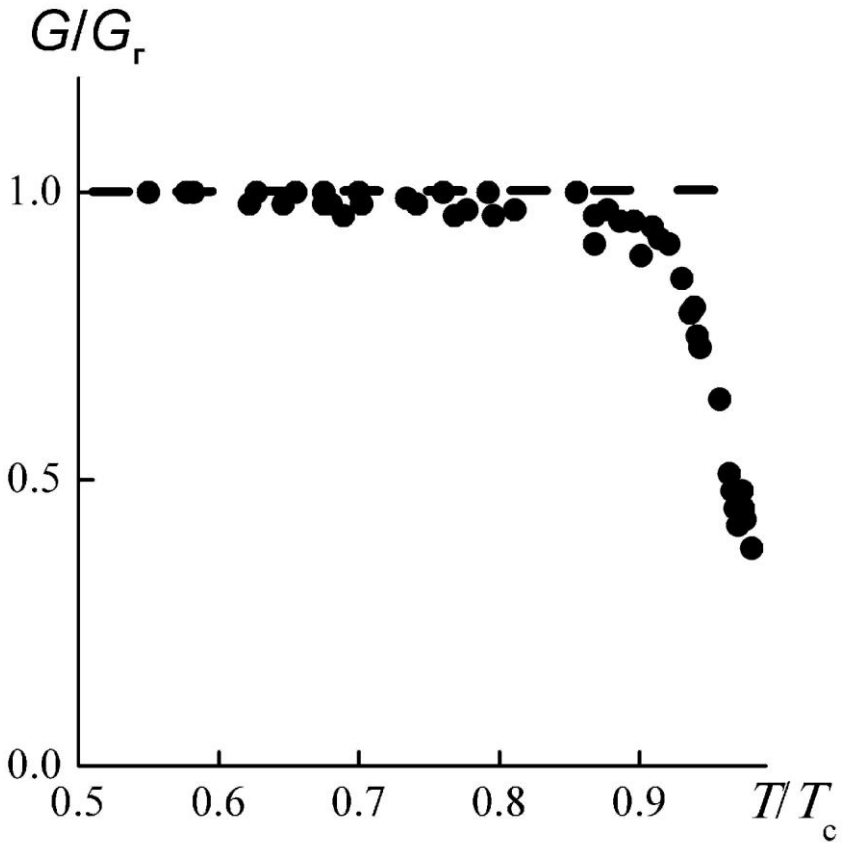


Рисунок 1.9 – Относительный расход при истечении жидкости через короткий цилиндрический канал в зависимости от степени перегрева. Пунктирная линия – гидравлический расчет.

Это связано с изменением формы струи. Как упоминалось выше, вид струи зависит от внешних геометрических условий. При использовании внешней поверхности за выходным срезом короткого цилиндрического канала, геометрия которого показана на рисунке 1.6б., наблюдался полный развал двухфазной струи

(рисунок 1.7г.). Для анализа отмеченной особенности реакции струи представим полное силовое воздействие на рабочую камеру в виде двух составляющих, обладающих симметрией относительно оси струи [4].

$$R = \int_{\Omega_k} U_n g du + \int_{\Omega} \Delta p dS \qquad (1.17)$$

Здесь Ω_k – поверхность полусферы, ограничивающая струю; U_n – проекция скорости на направление оси струи; g – удельный массовый расход; Ω – полная поверхность камеры, воспринимающая изменения статического давления вследствие пристенных течений.

Второе слагаемое в (1.17) мало, за исключением случаев растекания струи по поверхности прижимного фланца. При полном раскрытии струи парожидкостная смесь движется с большой скоростью нормально по отношению к оси струи и обтекает прижимной фланец и переднюю стенку камеры. Это приводит к снижению статического давления в данной области и обусловливает снижение результирующей силы, действующей на камеру, вплоть до отрицательных значений, что подтверждается оценкой, полученной при измерении разности статического давления Δp у передней и задней стенок рабочей камеры с помощью дифференциального манометра. При полном развале струи в окрестности выходного сечения канала формируется область с пониженным давлением. Разность давлений Δp может достигать таких значений, что при выбранной геометрии рабочей камеры второе слагаемое в (1.17) становится сравнимым или даже превосходит первое слагаемое (собственно реактивную отдачу). Изменение геометрии внешней поверхности камеры приводит к изменению величины интегральной силы внешнего давления. Результирующая сила, действующая на камеру, может стать и отрицательной. Однако при любой геометрии сосуда, из которого происходит истечение горячей жидкости, в момент полного развала струи, обусловленного интенсивным вскипанием, происходит скачкообразное

изменение величины реактивной силы. По этой причине возникало скачкообразное падение (T = 0.70 T_c) и увеличение (T = 0.90 T_c) значений реактивной отдачи. Резкое возрастание реакции струи происходило вследствие смещения вскипания вглубь канала, приводящего к схлопыванию струи (рисунок 1.10).

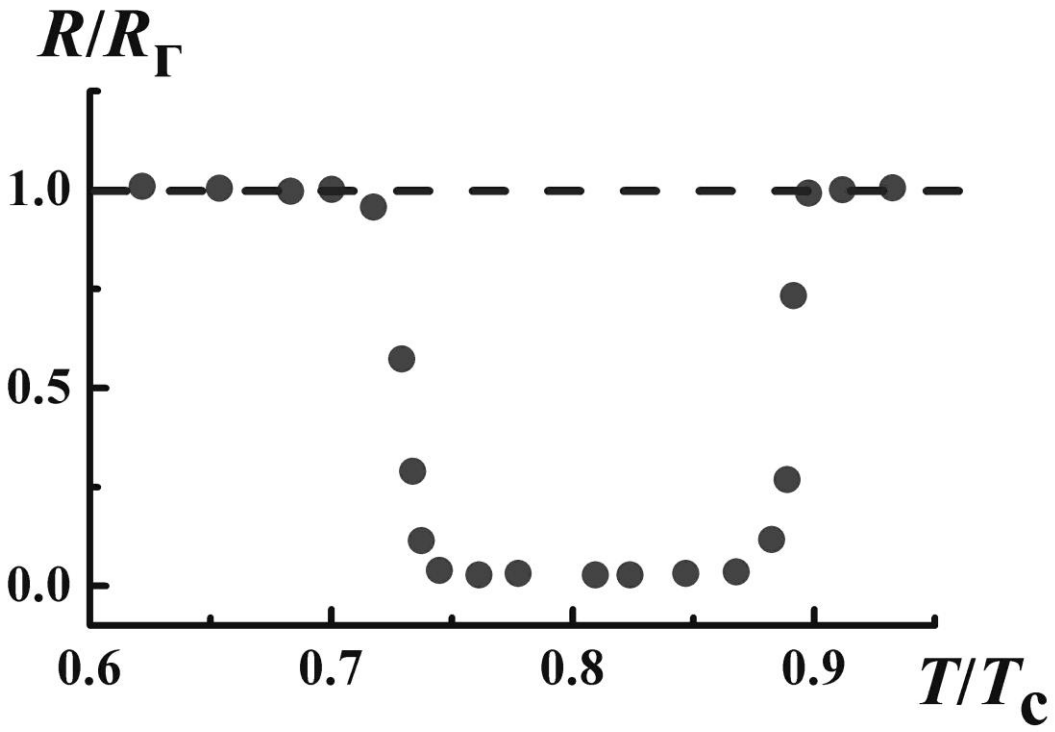


Рисунок 1.10 – Относительная реактивная тяга при истечении жидкости через короткий цилиндрический канал в зависимости от степени перегрева. Пунктирная линия – гидравлический расчет по формуле (1.15).

1.7. Неравновесные фазовые переходы. 1/*f* – шум

Обнаруженные особенности (кризис формы, расхода и реактивной силы), проявляющиеся при истечении перегретой жидкости через короткий канал можно рассматривать как неравновесные фазовые переходы [30-32,76-78]. Неравновесными фазовыми переходами Г. Хакен называл процессы образования диссипативных структур, для возникновения которых необходимы следующие условия:

1) Диссипативные структуры могут образовываться только в открытых системах.

2) Диссипативные структуры возникают в макроскопических системах, то есть в системах, состоящих из большого числа элементов (атомов, молекул, макромолекул, клеток и т.д.). Благодаря этому возможны коллективные взаимодействия, необходимые для перестройки системы.

3) Диссипативные структуры возникают лишь в системах, описываемых нелинейными уравнениями для макроскопических функций (уравнение Больцмана, уравнения газовой динамики и гидродинамики, уравнения Максвелла в электродинамике для напряженностей электромагнитного поля и т.д.).

4) Для возникновения диссипативных структур нелинейные уравнения должны при определенных значениях управляющих параметров допускать изменение симметрии решения.

Неравновесные фазовые переходы соответствуют сменам режимов протекающих различных процессов (переход от ламинарного течения жидкости к турбулентному, переход от пузырькового к пленочному режиму кипения, образование электронно-дырочной плазмы в полупроводниках, переход к режиму когерентных колебаний в лазерах и т.д.).

Рассмотрим поведение течения жидкости при различных числах Рейнольдса. Свойства течения жидкости в целом определяются числом Рейнольдса, которое является определяющим параметром характера движения:

$$\mathrm{Re} = \frac{uL}{\nu},$$

где u – средняя скорость движения, L – величина масштаба, ν – кинематическая вязкость.

При небольших числах Рейнольдса движение имеет упорядоченный слоистый характер (ламинарное течение). При больших числах Рейнольдса движение частиц жидкости становится беспорядочным, возникают неравномерные пульсации скорости в продольном и поперечном направлении (турбулентное течение). Переход ламинарного течения в турбулентное происходит при определенном значении числа Рейнольдса, называемом критическим. Критическое число Рейнольдса не постоянно и в очень сильной степени зависит от величины начальных возмущений, т.е. от интенсивности турбулентности набегающего потока. Для круглой трубы с острыми кромками входного сечения – Re≈2300.

Для турбулентного движения жидкости при достаточно больших значениях числа Рейнольдса характерно чрезвычайно нерегулярное, беспорядочное изменение скорости со временем в каждой точке потока (развитая турбулентность) [44,78]. Такое движение можно рассматривать как результат наложения движений (турбулентных пульсаций, вихрей) различных масштабов. При увеличении числа Рейнольдса возникают сначала крупномасштабные пульсации (чем меньше масштаб движения, тем позже такие пульсации появляются). При очень больших числах Рейнольдса в турбулентном потоке присутствуют пульсации самого различного масштаба (от самых больших до очень малых). Основную роль в турбулентном потоке играют крупномасштабные пульсации, масштаб которых порядка величины характеристических длин, определяющих размеры области, в которой происходит турбулентное вихревое движение. Крупномасштабные пульсации соответствуют низким частотам и

обладают наибольшими амплитудами по сравнению с мелкомасштабными пульсациями, соответствующим большим частотам. Мелкомасштабные пульсации, в которых заключена сравнительно малая часть всей кинетической энергии жидкости, можно рассматривать как мелкую детальную структуру, накладывающуюся на основные крупномасштабные турбулентные движения. Процесс диссипации энергии при турбулентном движении происходит следующим образом: от пульсаций с большими масштабами энергия переходит в пульсации с меньшими масштабами (имеется непрерывный поток энергии от крупно- к мелкомасштабным пульсациям, т.е. от малых частот к большим). Кинетическая энергия переходит в тепло в самых мелкомасштабных пульсациях.

Исследуя структуру развитой турбулентности А.Н. Колмогоров и А.М. Обухов из соотношений размерности получили ряд соотношений, одно из которых позволяет определить порядок величины диссипации энергии ε при турбулентном движении, через изменение средней скорости Δu на протяжении расстояний L:

$$\varepsilon \sim \frac{(\Delta u)^3}{L}, \tag{1.18}$$

Соотношение (1.18) обычно записывается в виде:

$$\Delta u \sim (\varepsilon L)^{\frac{1}{3}}$$

и известно как закон Колмогорова – Обухова.

Закон Колмогорова – Обухова можно представить в эквивалентной спектральной форме, введя вместо масштабов L, соответствующие волновые числа $k \sim 1/L$. Тогда для кинетической энергии $E(k)$ единицы массы жидкости имеем такое соотношение:

$$E(k) \sim \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \tag{1.19}$$

Совершив замену $k \sim \dfrac{f}{\Delta u}$, получим выражение для распределения энергии по частотам:

$$E(k) \sim \left(\Delta u \varepsilon\right)^{\frac{2}{3}} f^{-\frac{5}{3}} \tag{1.20}$$

Степенная зависимость энергии от частоты означает масштабную инвариантность пульсаций – отсутствие выделенного пространственного (1.19) и временного (1.20) масштабов.

Распределение энергии по частотам (1.20) есть спектр мощности турбулентных пульсаций: $E(f) = \langle S(f) \rangle$.

Спектр мощности флуктуаций является важной характеристикой случайного процесса. Он характеризует энергию флуктуационного процесса, приходящуюся на единичный интервал частот вблизи выделенной частоты *f*. Экспериментально спектр мощности определяется отношением среднего квадрата амплитуды сигнала, прошедшего через фильтр с полосой пропускания достаточно малой ширины Δf вблизи частоты f, к ширине полосы Δf. Другой способ определения спектра мощности – через Фурье преобразование сигнала. Если функцию *x(t)* можно разложить в интеграл Фурье

$$x(t) = \frac{1}{\sqrt{2p}} \int_{-\infty}^{\infty} x_f(f) e^{2pift} df,$$

где Фурье – образ

$$x_f(f) = \frac{1}{\sqrt{2p}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-2pift} dt,$$

то спектральная плотность процесса определяется как средний квадрат амплитуды Фурье – преобразования:

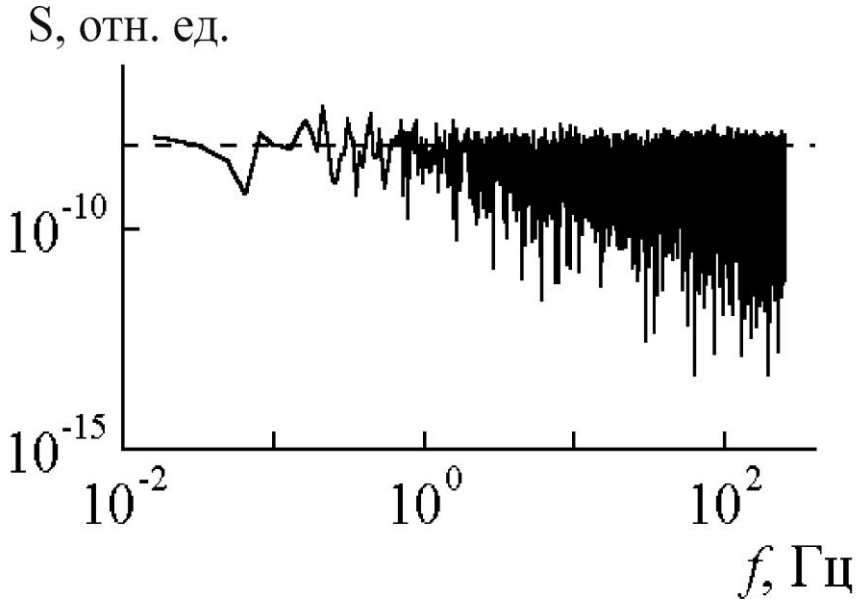
$$S(f) = \left\langle \left| x_f(f) \right|^2 \right\rangle.$$

Если спектр мощности не зависит от частоты, т.е. доля энергии, приходящаяся на различные частоты одна и та же, то такой шум называется белым (тепловым). Наиболее интересным является случай, когда спектральная плотность процесса изменяется обратно пропорционально частоте, т.е. наблюдается так называемый $1/f$ – шум. Примеры спектров мощности для белого и $1/f$ – шумов показаны на рисунке 1.11.

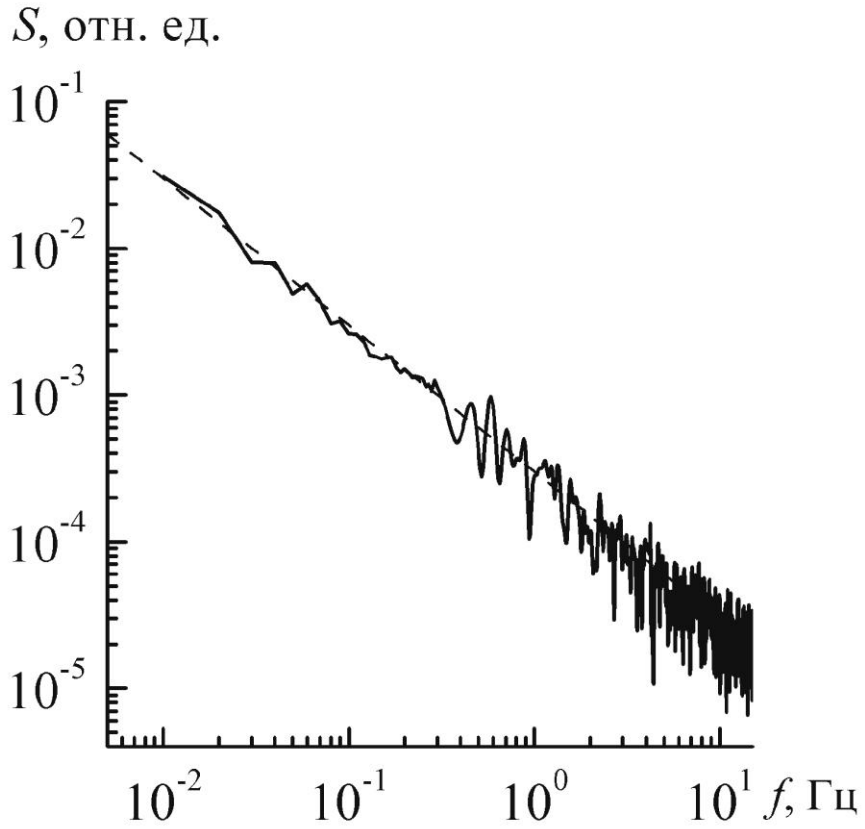
$1/f$ – шум обнаружил Дж. Джонсон [79] при изучении тока эмиссии электронных ламп. Им был открыт флуктуационный процесс, спектр мощности которого изменялся обратно пропорционально частоте и был назван фликкер – шумом. Первоначально фликкер – шум исследовался применительно к различным электронным приборам. Оказалось, что он проявляется практически у всех материалов и элементов, используемых в электронике [80-87].

Впоследствие выяснилось, что $1/f$ – поведение является универсальным типом флуктуаций в системах самой различной природы: в астрофизике – во флуктуациях рентгеновского излучения галактик, микроволнового излучения квазаров и солнечных пятен [88-90]; в геофизике – при землетрясениях [91,92], в изменении уровня течения рек [93], в изменении уровня мирового океана [94], в колебаниях глобальной температуры [95]; в биологии – в ритмах сердечной деятельности и деятельности головного мозга, колебаниях инсулина в крови и в нейромембранах [96-99]; в экологии – в колебании популяций [100]; в экономике – при колебаниях курсов акций на биржах [101]; в информатике – при

флуктуациях информационных потоков в сетях Интернет [102]; в музыке – в произведениях различных направлений: классика, джаз, рок, блюз и др. [103].



а



б

Рисунок 1.11 – Спектры мощности: а) – белый шум; б) - 1/*f* – шум.

К настоящему времени благодаря многочисленным экспериментальным и теоретическим исследованиям установлены основные свойства $1/f$ – шума и построены некоторые теоретические модели [32,81,104-107]. Феноменологическая модель авторов [32] основана на предположении того, что $1/f$ – шум возникает в результате одновременного протекания и взаимодействия различных фазовых переходов в присутствие внешнего нестационарного воздействия – белого шума.

Данная модель не требовала суперпозиции большого числа случайных источников шума и на качественном уровне позволила объяснить экспериментальные результаты. Следующие проведенные опыты [108-111], включая представленные результаты в данной диссертации, показали возможность возникновения $1/f$ – шума при неравновесных фазовых переходах различной природы.

В нашей работе мы использовали развитые в данной модели представления о генерации $1/f$ – флуктуаций. При этом $1/f$ – спектры флуктуационных процессов были инструментом для поиска переходных режимов вскипания и других переходных режимов в поведении струи.

1.8. Цели и задачи исследований в данной работе

- Экспериментальное исследование динамических характеристик струй перегретых жидкостей (реактивная отдача, флуктуационные процессы) при истечении их через короткий щелевой канал в широком диапазоне начальных температур и давлений, включая область взрывного вскипания.
- Наблюдение за изменением форм вскипающих струй и выявление их характерного вида с ростом перегрева и сменой механизмов парообразования при различных внешних геометрических условиях за каналом.
- Поиск кризисного поведения формы и величины реактивной силы струй горячих жидкостей при различных термодинамических условиях (изобары, линия насыщения). Установление связи между формой и поведением реактивной силы струи.
- Нахождение флуктуационных процессов с $1/f$ – спектром для определения переходных режимов поведения в струе вскипающей жидкости.

Глава 2. Экспериментальная установка для изучения характеристик плоских струй вскипающих жидкостей при истечении в атмосферу

Исследования динамических характеристик потока (реактивная отдача, флуктуационные процессы) вскипающей жидкости и изучение эволюции формы струи с ростом температуры проводились на лабораторной установке кратковременного действия. Она обеспечивала стационарный режим истечения исследуемой жидкости в атмосферу в течение нескольких десятков секунд. Основным элементом установки по истечению вскипающих жидкостей является рабочая камера, представляющая собой сосуд высокого давления. Она имеет форму цилиндрического стакана объемом 0.63 л. С помощью тросиков камера подвешивается к экспериментальному стенду и представляет собой маятник в поле тяжести. По ее отклонению от положения равновесия определяется реактивное усилие истекающей жидкости. В опытах использовались следующие вещества: вода, этанол и водные растворы этанола. Эксперименты проводились в широком температурном интервале от T_0=23 °C до T_0=350 °C, включая область взрывного вскипания. Истечение жидкостей производилось при различных термодинамических условиях: с линии насыщения и при изменении температуры с фиксированным начальным давлением (по изобарам). В данной работе использовался короткий щелевой канал, изготовленный электроискровым методом, прямоугольного сечения со сторонами 4мм и 0.2мм и длиной 0.7мм. Благодаря такой длине насадка обеспечивался резкий сброс давления со скоростью порядка 10^5 - 10^6 МПа/с, что приводило к глубокому заходу жидкости в метастабильное состояние.

Лабораторная установка состоит из рабочей камеры, гидравлической системы откачки и заполнения, систем подвески рабочей камеры, измерения реактивной силы и флуктуаций.

2.1. Гидравлическая система установки

Экспериментальная установка позволяет проводить истечение струй перегретых жидкостей через короткий щелевой канал из камеры высокого давления в атмосферу. Гидравлическая схема установки показана на рисунке 2.1.

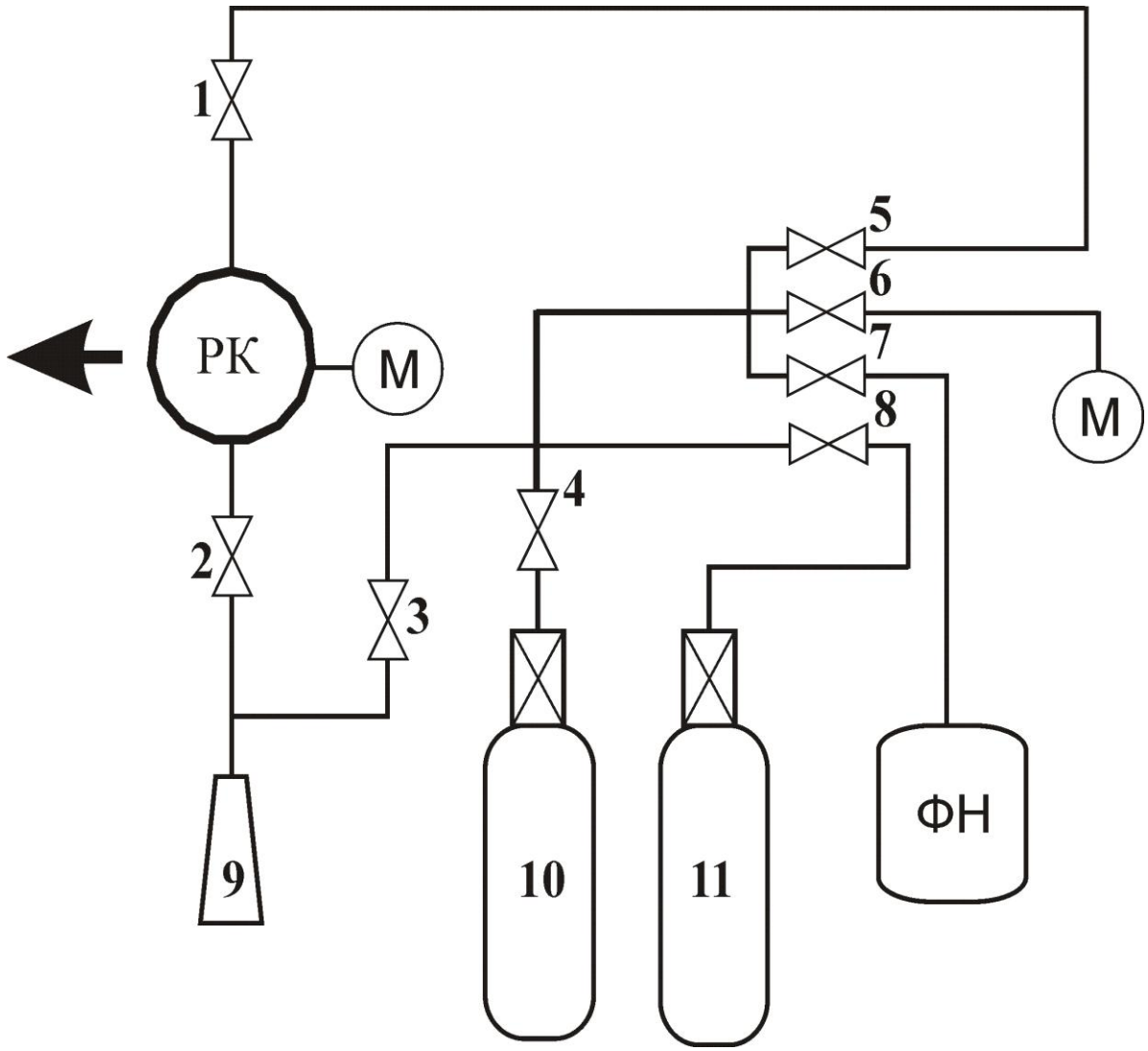


Рисунок 2.1 – Принципиальная гидравлическая схема установки: 1-8- вентили, 9 - колба мерная, 10,11 – баллоны с газом, РК – рабочая камера, М – манометры, ФН – форвакуумный насос. Стрелкой показано направление истечения жидкости из рабочей камеры.

Все элементы системы (кроме форвакуумного насоса) крепятся к экспериментальному стенду. Измерительными приборами в данной схеме являются два манометра. Один соединен с рабочей камерой и позволяет контролировать изменение давления при подготовке и во время опыта. Другой связан с баллоном газа, с помощью которого обеспечиваются изобарические условия в опытах. Перед заполнением рабочей камеры исследуемой жидкостью осуществляется ее вакуумирование форвакуумным насосом. Составной частью данной схемы является система подвеса рабочей камеры.

2.2. Схема подвески рабочей камеры

Схематично разрез рабочей камеры показан на рисунке 2.2. В верхней ее части имеется фланец, к которому подведена трубка для заполнения камеры рабочим веществом. Место соединения трубки с фланцем уплотняется по типу шар – конус. К выходному фланцу (2) камеры крепится короткий щелевой канал с острыми входными кромками, через который вытекает жидкость. Отпирание и запирание канала осуществляется изнутри рабочей камеры с помощью штока (5) с шаровым наконечником, что позволяет легко изменять геометрические условия за выходом из рабочего канала. Уплотнение штока производится сальниковым уплотнением (6). Перемещение штока осуществляется реверсивным линейным электродвигателем Д-4ТАФ (27В, 2,3А), который жестко крепится к рабочей камере. Данный электродвигатель обеспечивает скорость хода затвора в пределах 2,2÷3,4мм/с и нагрузку до 1400 Н. На нижней и боковых стенках камеры имеются нагревательные элементы. Вся рабочая камера закрывается съемной теплоизоляцией.

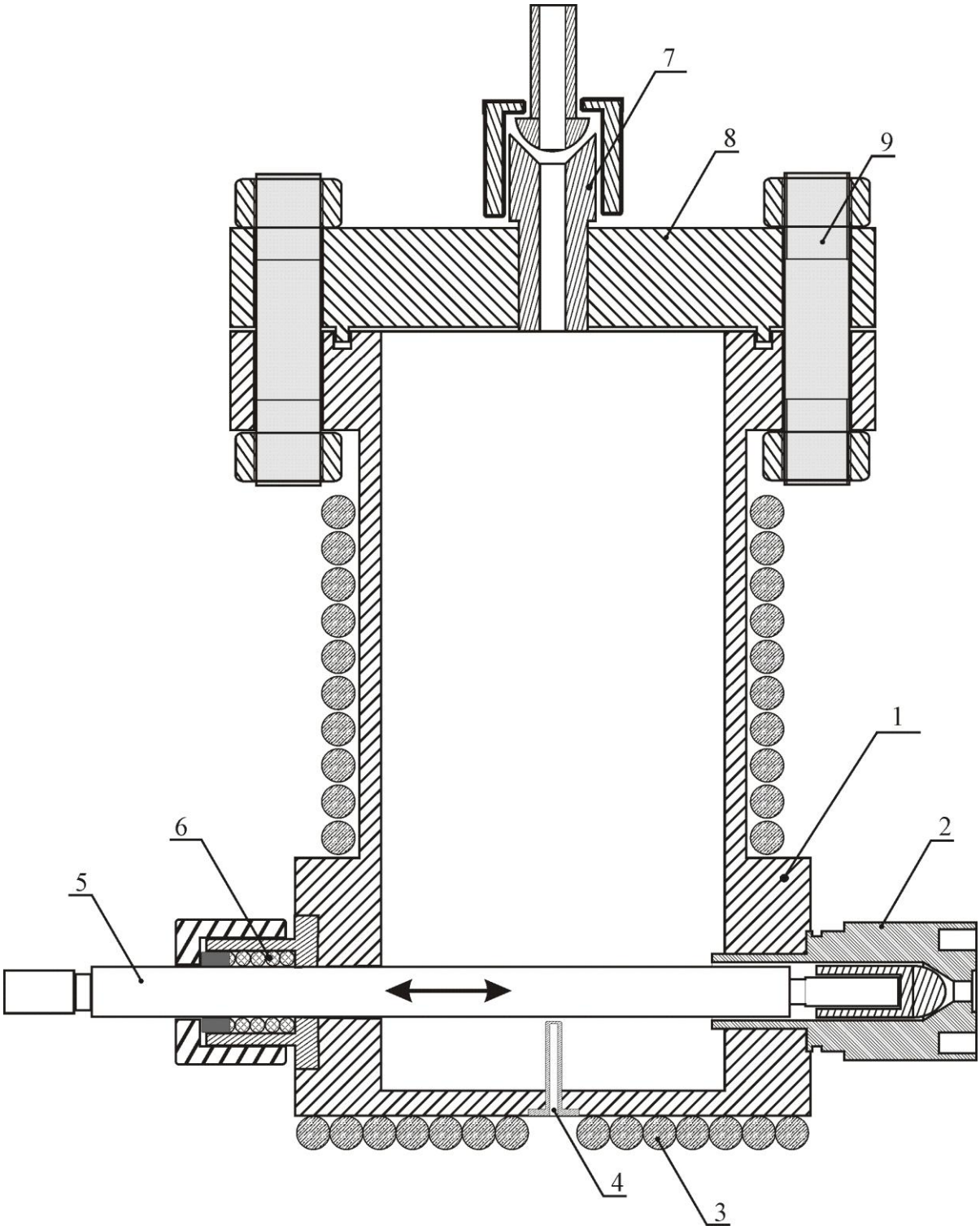


Рисунок 2.2 – Разрез рабочей камеры: 1 – корпус рабочей камеры, 2 – выходной фланец, 3 – нагревательный элемент, 4 – кожух для термопары, 5 – затвор, 6 – сальниковое уплотнение, 7 – патрубок для заливки рабочей жидкости и откачки рабочей камеры, 8 – верхний фланец, 9 – шпильки крепления верхнего фланца. Стрелкой показано перемещение затвора.

Рабочая камера подвешена на тросике (1) и представляет из себя физический маятник, как показано на рисунке 2.3.

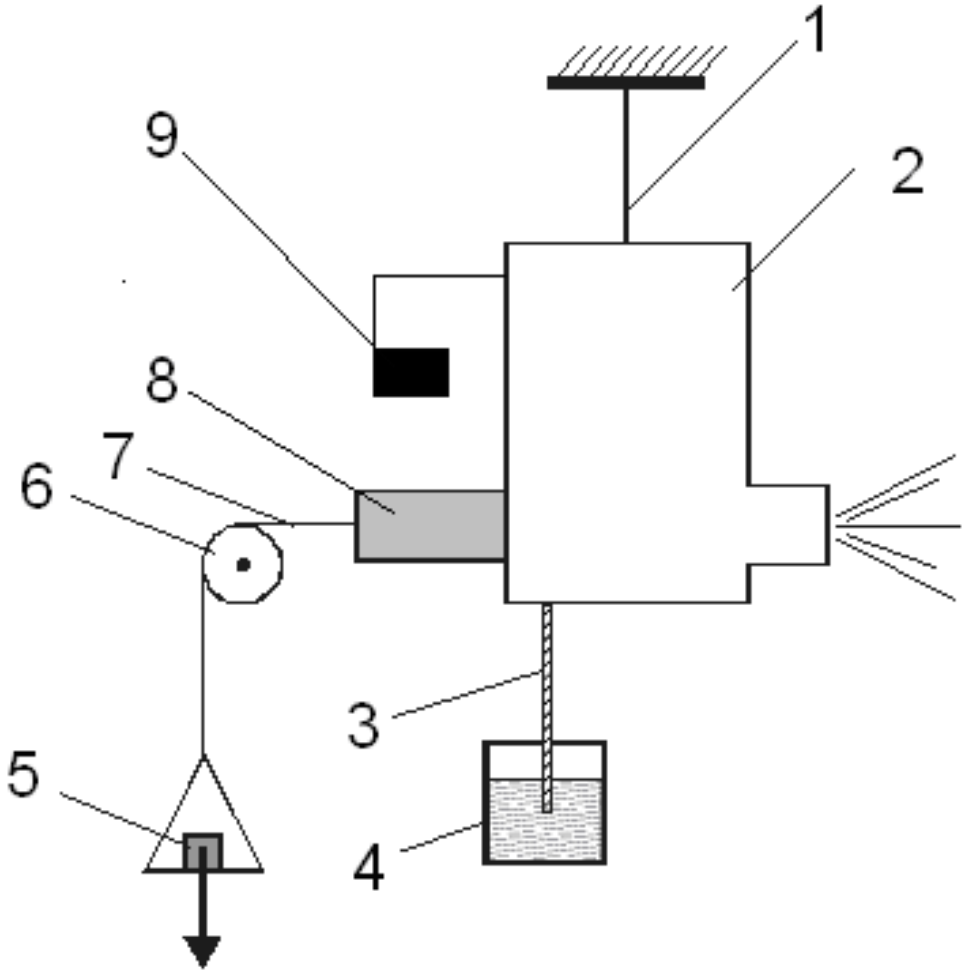


Рисунок 2.3 – Система для исследования реактивной силы вскипающих струй, истекающих через короткий щелевой канал в атмосферу: 1 –тросик, 2 – рабочая камера, 3 – металлический лист, 4 – ванна с вязкой жидкостью, 5 – площадка для гирь, 6 – ролик, 7 – леска, 8 – электродвигатель, 9 – шторка.

При истечении жидкости через короткий канал в атмосферу возникает реактивное усилие и камера (2) отклоняется от своего положения равновесия. В этом случае возникают нерегулярные колебания рабочей камеры. Для их гашения

используется металлический лист, соединенный с камерой и погруженный в кювету с вязкой жидкостью (4). К рабочей камере прикреплена непрозрачная шторка, на которую попадает часть излучения от лазерного луча. При смещении сосуда от положения равновесия изменяется интенсивность лазерного излучения, попадающего на фотодиод.

2.3. Схема градуировки датчика реактивной силы

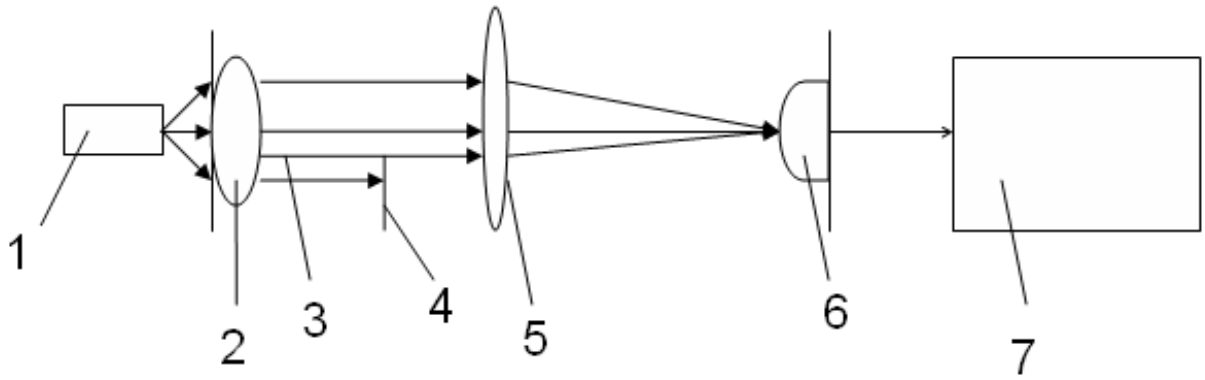


Рисунок 2.4 – Схема измерения реактивной тяги: 1 – лазерный генератор линий, 2,5 – объективы, 3 – плоский пучок излучения, 4 – подвижная шторка, 6 – фотодиод, 7 – графопостроитель.

Измерительная схема работает следующим образом. От лазерного генератора линии (1) луч, проходя через первый объектив (2), попадает на шторку. Часть луча задерживается шторкой (4), а другая часть, проходя второй объектив (5), фокусируется на фотодиоде (6). Шторка жестко соединена с рабочей камерой. Таким образом, при отклонении ее от положения равновесия изменяется интенсивность излучения, попавшего на фотодиод. Градуировкой было установлено, что изменение положения рабочей камеры под действием реактивной силы и изменение выходного сигнала фотодиода связаны линейной зависимостью. Данная зависимость отображается графопостроителем (7) в виде временной диаграммы, пример которой показан на рисунке 2.5.

На представленной зависимости величины развертки сигнала L от времени t можно выделить несколько частей, отображающих процесс истечения жидкости (условно обозначены буквами со стрелками).

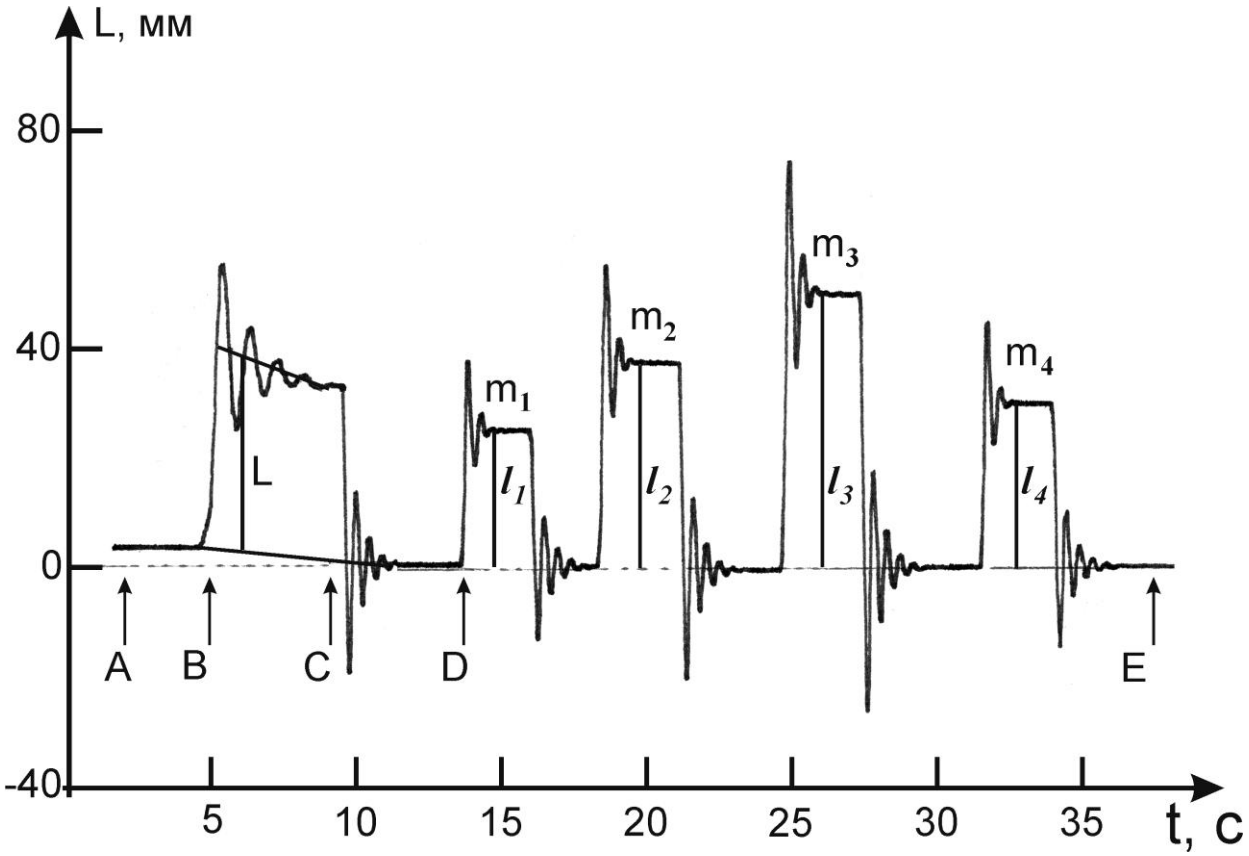


Рисунок 2.5 – Временная диаграмма процесса истечения.

В точке (A) показано включение электродвигателя, в точке (B) - его выключение, когда начинается процесс истечения жидкости из камеры. При разгерметизации сосуда жидкость через щелевой канал начинает вытекать в атмосферу (BC). В точке (C) включается двигатель для перемещения затвора в обратном направлении. Происходит запирание канала. На интервале (CD) затухают колебания рабочей камеры, возникшие в результате перемещения двигателем затвора и прекращением истечения вещества. Видно, что нулевой уровень процесса истечения (BC) не совпадает с нулевым уровнем первоначального участка (AB). Это объясняется смещением центра тяжести рабочей камеры из-за

уменьшения в ней массы жидкости. На временном интервале (DE) производится градуировка датчика реактивной тяги.

Градуировка осуществляется с помощью системы, состоящей из блока, нити и площадки для гирь, как показано на рисунке 2.2. Данная система позволяет смещать камеру от положения равновесия. Полученная величина сигнала развертки L в процессе истечения показывает, какое реактивное усилие оказала струя на рабочую камеру. Соответственно, на площадку кладется гирька такой массы, которая позволит получить величину калибровочной развертки сигнала *l*, приближенную к полученной величине L (участок DE на рисунке 2.5). Для каждой калибровочной развертки рассчитывалась сила реакции, а затем усреднялась. Расчет производился по следующей формуле:

$$R = gL\frac{\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i}{l_i}}{n}, \qquad (2.1)$$

где g – ускорение свободного падения, L – величина развертки сигнала, *l* – калибровочная развертка для заданной массы груза, m – масса гирьки.

2.4. Схема измерения флуктуаций

При исследовании флуктуационных процессов в плоских струях перегретых жидкостей применялась схема, показанная на рисунке 2.6. В этом случае рабочая камера жестко фиксировалась. Вся схема была установлена на оптической скамье и работала следующим образом: лазерный луч (длина волны излучения 650 нм) шириной около 1мм и длинной до 120мм от лазерного генератора линий (1) проходил через струю истекающей жидкости и с помощью собирающей линзы (2) фокусировался на фотодиоде (3), чувствительность которого составляла 0,5А/Вт. Затем сигнал оцифровывался 16-разрядным аналого-цифровым преобразователем

(4) и записывался в память компьютера (5). По полученным временным реализациям методом быстрого Фурье-преобразования строились спектры мощности и функции амплитудных распределений флуктуаций.

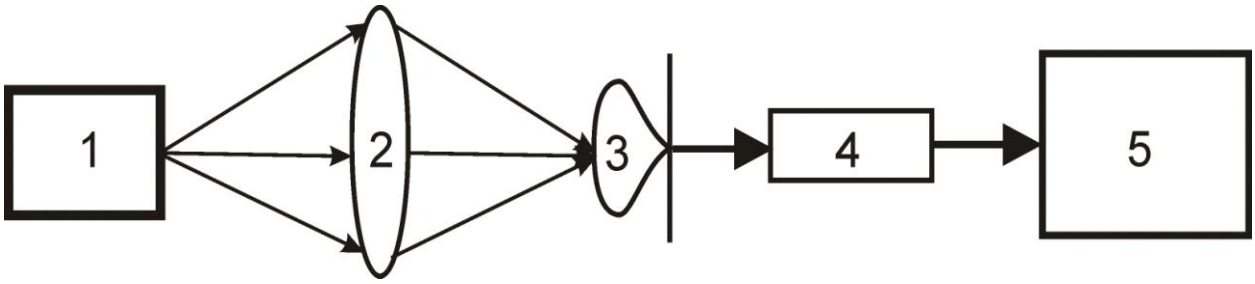


Рисунок 2.6 – Схема для получения временн*ы*х реализаций флуктуационных процессов в струе: 1 – лазерный генератор линий, 2 – объектив, 3 – фотодиод (ФД 256), 4 – аналого-цифровой преобразователь, 5 – компьютер.

2.5. Методика проведения опытов

Проведение опытов разбивалось на несколько этапов: заполнение рабочей камеры жидкостью, установление необходимых начальных параметров (температуры, давления) исследуемого вещества, истечение вскипающей жидкости, измерение реактивной силы струи или получение временной реализации флуктуационного процесса.

Подготовка к эксперименту (см. рисунок 2.1) начиналась с вакуумирования рабочей камеры форвакуумным насосом. После откачки происходило перетекание жидкости из мерной колбы (9) в рабочую камеру.

Затем жидкость разогревалась. Разогрев осуществлялся с помощью нагревателя, намотанного на поверхность рабочей камеры, мощность которого регулировалась ЛАТРом. При достижении необходимых термодинамических параметров (температура, давление) подготовительная часть опыта завершалась - установка готова к разгерметизации.

После этого производилось истечение жидкости через короткий щелевой канал в атмосферу. При проведении опытов по изобарам непосредственно перед опытом подавался газообразный азот из баллона в рабочую камеру вплоть до необходимого давления.

Динамика истечения жидкости регистрировалась в виде временной диаграммы, по которой производился расчет реактивной силы. При изучении флуктуаций в плоских струях анализировались спектр мощности и функции амплитудных распределений флуктуаций. В каждом опыте производилось фотографирование плоских струй фотоаппаратом марки Nikon D70. По полученным фотоматериалам изучались характеристики формы потока (угол раскрытия, структура двухфазной струи).

2.6. Погрешность результатов измерений

В поставленных экспериментах проводились прямые измерения следующих величин:

1) избыточное начальное давление жидкости в рабочей камере Δp;
2) начальная температура в рабочей камере T_0;
3) геометрические размеры прямоугольного канала (площадь) A;
4) величина развертки сигнала графопостроителя на временной диаграмме процесса, соответствующая реактивной силе, L;
5) масса груза, которым действовали на рабочую камеру при градуировке датчика реактивной силы, m.

Погрешности результатов измерений указанных величин.

1. Избыточное начальное давление жидкости в рабочей камере измерялось образцовым манометром типа МО с пределами измерений 0÷100 кгс/см^2. По паспорту, пределы допустимой основной погрешности прибора составляют

±0.4% верхнего предела измерений при температуре окружающего воздуха 20 ± 3°С.

Во время опытов температура окружающего воздуха изменялась в интервале 18 ÷ 23°С. Следовательно ошибка измерения давления составляла ±0.4% верхнего предела измерений или по абсолютной величине ± 0.4 кгс/см^2 (± 0.04 МПа).

2. Измерения температуры жидкости в рабочей камере проводились электрическим термометром марки CENTER-301. С прибором использовалась термопара К-типа. Общая погрешность определяется как $\Delta=\Delta_{прибора}+\Delta_{термопары}$.

$\Delta_{прибора}$=±0.5 °С (в диапазоне от -200°С до 400°С).

$\Delta_{термопары}$ =±(0.1 °С) в диапазоне от -200°С до 800°С.

Следовательно, погрешность измерения начальной температуры жидкости в рабочей камере составляет ±0.6 °С.

3. Геометрические размеры щелевого канала измерялись катетометром ИЗА – 2. Абсолютная погрешность измерения этого прибора составляет ±0.005 мм.

4. Погрешность измерения величины развертки сигнала L графопостроителя на временной диаграмме определяется по формуле:

$$\Delta L = \pm\left(|\Delta L_1| + |\Delta L_2| + |\Delta L_3|\right),$$

где ΔL_1 - погрешность интерполяции нулевого уровня (± 0.5 мм),

ΔL_2 - погрешность интерполяции измеряемого уровня величины L (± 2 мм),

ΔL_3 - погрешность измерения величины L линейкой (± 0.5 мм),

Из формулы 2.1 видно, что реактивная тяга зависит от: величины развертки сигнала L, калибровочной развертки сигнала ***l*** и массы грузика m.

Относительная погрешность измерения R:

$$\delta_R = \pm\sqrt{|\delta_L|^2 + |\delta_M|^2 + |(\delta_l)|^2},$$

где $|\delta_L| = \Delta L / L$, $|\delta_M| = \Delta m / m$, $|(\delta_l)| = \Delta l / l$.

Следовательно для δ_R получаем:

$$\delta_R = \pm\left(\frac{3}{L} + \frac{1}{m} + \frac{0,5}{l}\right).$$

При истечении перегретой жидкости, имеющей термодинамические параметры (температура, давление) соответствующие линии насыщения абсолютная погрешность измерения R была равна $\Delta R = 0.09$Н (±10 %).

Глава 3. Экспериментальное исследование форм плоских струй вскипающих жидкостей

Исследование форм вскипающих струй в данной работе происходило как визуально, так и при анализе полученных фото- и видеоматериалов. Основное внимание уделялось тому, как изменялись угол распыла, структура всего потока в целом и его границ, в частности.

Истечение перегретых жидкостей в атмосферу происходило из короткого щелевого канала прямоугольного сечения со сторонами 4мм и 0.2мм и длиной 0.7мм с острыми входными кромками в атмосферу. Внешний вид щелевого канала показан на рисунке 3.1. Он изготовлен электроискровым методом из нержавеющей стали.

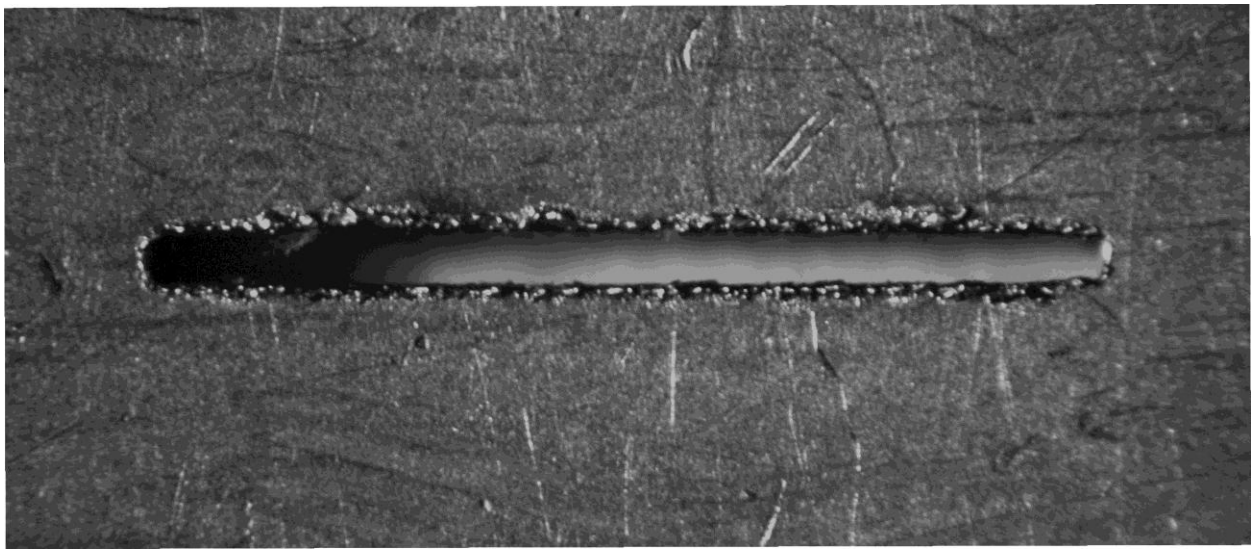


Рисунок 3.1 – Фотография щелевого канала.

В опытах рабочими жидкостями являлись: вода, этанол и водные растворы этанола различных объемных концентраций (20%, 50%, 70%). В таблице 1 на основании работы [113] определены критические температура, давление и плотность водных растворов этанола.

Таблица 1.

Критические параметры водных растворов этанола по данным [113].

Процентное (по объему) содержание этанола в воде	Критическая температура, T_c, ^{0}C	Критическое давление, p_c, МПа	Критическая плотность, ρ_c, кг/м^3
0.0	374	22.1	317
0.2	357	19.4	315
0.5	325	14.9	304
0.7	295	11.4	295
1.0	243	63.9	280

Нами были проведены опыты по истечению вскипающей воды через щелевой канал при начальных состояниях, соответствующих линии насыщения [66,114]. Были получены фотографии, соответствующие разным степеням перегрева воды и различным механизмам вскипания в плоской струе.

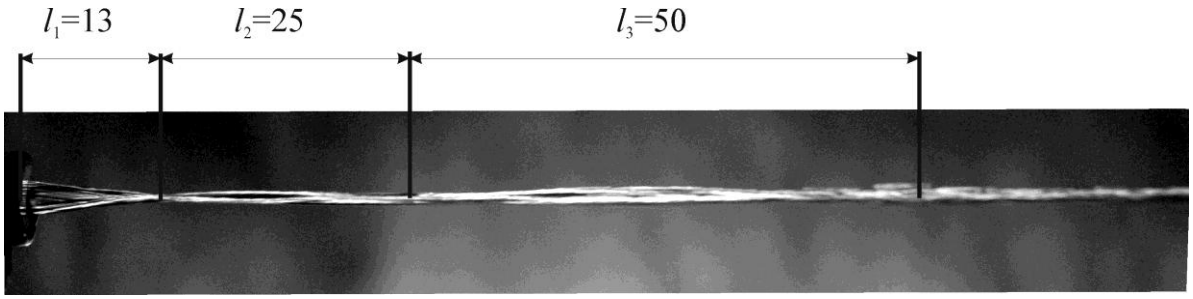


Рисунок 3.2 – Изменение формы струи по длине при истечении через щелевой канал для температуры T_s=105 ºC (вид сверху). l_1 , l_2 , l_3 (мм) – длины участков струи.

Из рисунка 3.2 видно, что невскипающая струя имеет несколько участков характерной длины l_i (i=1,2,3). Каждая последующая область, на которой происходит инверсия струи, примерно в два раза длиннее предшествующей. Известно, что струя жидкости сжимается на выходе из канала [56]. Сжатие обусловливается инерцией частиц жидкости, движущихся при подходе к отверстию по криволинейным траекториям (в частности, частицы скользят непосредственно по стенке сосуда и, выйдя из него, движутся по границам струи). Уменьшение площади сечения струи после выхода из канала можно определить через коэффициент сжатия струи ε, который, с одной стороны, вычисляется как отношение площадей сечения струи S_j к сечению щелевого канала S, а с другой, как отношение коэффициента гидравлического расхода (μ) к коэффициенту скорости (ϑ):

$$\varepsilon = \frac{S_j}{S} = \frac{\mu}{\vartheta} \tag{3.1}$$

Зная значения μ=0.6 ϑ=0.98 и площадь канала S=0.8 мм^2, из выражения (3.1) можно вычислить площадь сечения струи S_j после сужения. Она оказывается равной 0.5 мм^2.

3.1. Опыты с перегретой водой при использовании диффузорного прижимного фланца

Эволюция формы струи с ростом температуры вдоль линии насыщения показана на рисунке 3.3. Внешние геометрические условия в этих экспериментах соответствовали тем, при которых наблюдались кризисные явления в струе, прошедшей через короткий цилиндрический канал (диффузорный прижимной фланец, показанный на рисунке 1.6б).

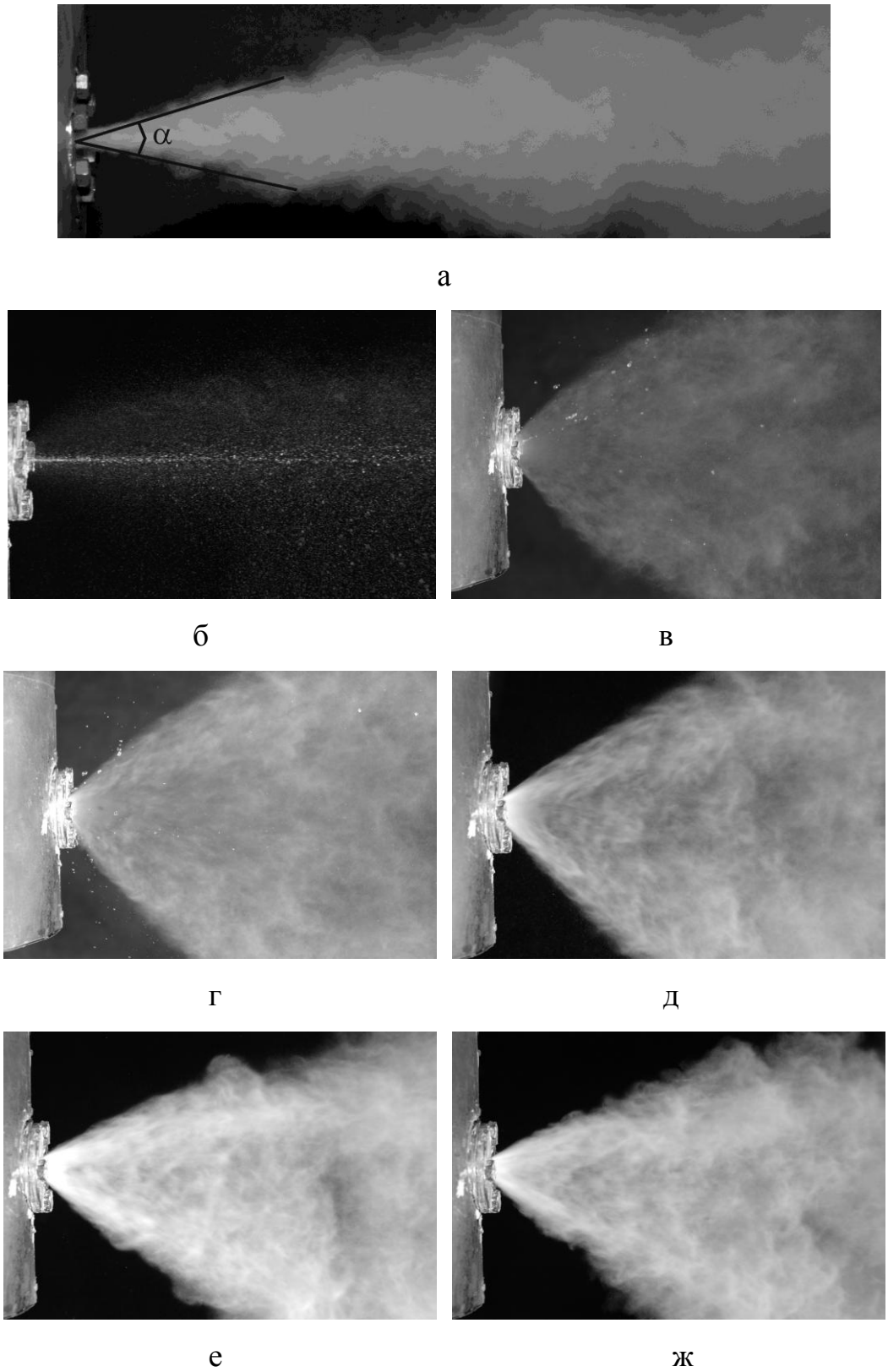


Рисунок 3.3 – Изменение формы струи вскипающей воды, истекающей через короткий щелевой канал, с ростом температуры: а) T_s=200 ºС (вид сверху); б) T_s=120 ºС; в) T_s=150 ºС; г) T_s=180 ºС; д) T_s=220 ºС; е) T_s=280 ºС; ж) T_s=300 ºС.

На представленных фотографиях (рисунок 3.3б-ж) показан вид сбоку - прямоугольный канал ориентирован длинной стороной в горизонтальной плоскости. Опыты показали, что расширение струи шло значительно быстрее в направлении меньшей стороны щелевого канала, чем в направлении большей стороны. С большей стороны прямоугольного сечения канала с ростом начальной температуры жидкости угол расширения практически не изменялся с увеличением температуры и был равен $\alpha \sim 20^0$ (рисунок 3.3а). С меньшей стороны канала изменение угла раскрытия струи с ростом начальной температуры носит немонотонный характер (рисунок 3.3б-ж). Из рисунков видно, что до температуры T_s = 200 ºС происходит постепенное увеличение угла до 110^0, а затем, с увеличением температуры, наблюдается его снижение до 70^0. Такой (немонотонный) характер связан с геометрией прижимного фланца, который имеет цилиндрическую, а затем диффузорную части (см. рисунок 1.6б). Эта конфигурация прижимного фланца ограничивает расширение угла струи свыше 110^0. На расстоянии одного метра от выходного сечения канала меньшая сторона струи увеличивалась примерно в 5000 раз, а большая почти в 50 раз, а форма струи сохраняла прямоугольное сечение. В данном случае режим истечения кипящей жидкости отличается от истечения газа: известно, что газовая струя при истечении через щелевой канал на некотором удалении от выходного среза становится цилиндрической [44].

При малых перегревах струя распыляется на мелкие капли (рисунок 3.3б). Распыление струи обусловлено как гидравлическим диспергированием через узкую щель, так и слабоинтенсивными фазовыми превращениями. С последующим повышением температуры на снимках видны отдельно летящие капли и расширяющееся паровое облако. На рисунке 3.3в. показана струя с максимальным углом распыла, имеющая крупные капли на границах. Параметры струи (температура и давление) на выходе из канала соответствовали вскипанию на отдельных центрах при частотах зародышеобразования $J \sim 10^2 \div 10^4$ $с^{-1}см^{-3}$.

Для перегревов $\Delta T = T_{0s} - T_s\left(p_a\right) = 80 \div 90K$ частота зародышеобразования испытывает скачок на несколько порядков от $10^5 см^{-3}с^{-1}$ до $10^8 см^{-3}с^{-1}$ (рисунок 1.2) - происходит переход к механизму интенсивного гетерогенного зародышеобразования. При этом капли на границах потока становятся значительно мельче, а струя структурируется: парожидкостная среда распределена неравномерно по сечению струи – значительная ее часть (до 90%) сосредоточена по периферии струи (рисунок 3.3г.). С дальнейшим ростом температуры капли становятся все более мелкими и, в конце концов, пропадают из виду (рисунок 3.3д.). Интенсивные фазовые превращения в потоке приводят к тому, что границы струи имеют изрезанный характер (рисунок 3.3е). Форма струи на рисунке 3.3ж соответствует гомогенному зародышеобразованию в потоке и угол раскрытия струи уменьшается до 60^0.

В зависимости от степени перегрева вскипание жидкости происходит на определенном расстоянии от выходного среза или внутри короткого канала. Зная зависимость частоты зародышеобразования от температуры [28] (рисунок 1.2) можно определить среднее время жизни $\bar{\tau}$ жидкости до ее вскипания в струе [1,10]. Время нахождения перегретой жидкости в пределах короткого канала t_w вычислим из следующего выражения:

$$t_w = l / \sqrt{\frac{2(p_0 - p_a)}{\rho}},$$

где l – длина канала, p_0, p_a – начальное и атмосферное давления, ρ - плотность жидкости.

В таблице 2 представлены результаты расчетов времен $\bar{\tau}$ и t_w.

Таблица 2.

T_s, ºC (T/T$_c$)	p, МПа	ρ, кг/м^3	J, м$^{-3}$с$^{-1}$	$\bar{\tau}$, мс	t_w, мс
120 (0.60)	0.19	942	10^8	18000	35
150 (0.65)	0.47	917	10^9	1800	21.5
180 (0.70)	1.00	892	10^{10}	180	14.7
200 (0.73)	1.55	864	10^{11}	18	11.5
200 (0.73)	1.55	864	10^{12}	1.8	11.5
200 (0.73)	1.55	864	10^{13}	0.18	11.5
200 (0.73)	1.55	864	10^{14}	0.018	11.5
220 (0.76)	2.32	840	10^{15}	0.0018	9.4

Сравнив время жизни $\bar{\tau}$ со временем t_w, можно сделать вывод, что жидкость в канале остается практически в однофазном состоянии до тех пор, пока не вступает в силу механизм интенсивного гетерогенного зародышеобразования (T/T_c > 0.7). В этом случае геометрические характеристики канала начинают оказывать влияние на форму струи, и она приобретает более схлопнутый вид (рисунок 3.3д-ж.).

Время, за которое происходит охлаждение ядра струи от начальной температуры до температуры окружающей среды для случая, исключающего вскипание и испарение с поверхности струи, можно оценить по формуле:

$$\tau = \frac{h^2}{a} = \frac{h^2 c\rho}{\lambda},$$

где h – высота щелевого канала, a – коэффициент температуропроводности, c – теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность жидкости.

Для широкой области перегретых состояний $T \leq 0.9\ T_c$, $0 < p < p_s$ τ принимает значения порядка нескольких секунд.

3.2. Опыты с перегретым этанолом при использовании диффузорного прижимного фланца

Опыты с этиловым спиртом были проведены при тех же вешних геометрических условиях за сечением выходного среза канала, как и в предшествующих опытах с водой. Фотографии перегретых струй этанола при истечении с линии насыщения приведены на рисунке 3.4.

Как и в опытах с перегретой водой, велось наблюдение за расширением угла раскрытия струи в направлении меньшей стороны канала с ростом начальной температуры жидкости. С большей стороны канала угол распыла струи не изменялся и был равен $\alpha \sim 20^0$.

При небольших перегревах $\Delta T = T_{0s} - T_s\left(p_a\right) < 50K$ происходило мелкодисперсное распыление (рисунок 3.4а). В центре струи видна жидкостная сердцевина, окруженная паровым облаком и мелкими каплями. Угол раскрытия мал и равен $\alpha \sim 50^0$. С ростом степени перегрева постепенно исчезает жидкостный след внутри потока и увеличивается угол распыла. При температуре T_s=150 ºС (проявляется интенсивное зародышеобразование на гетерогенных центрах (рисунок 1.2)) он достигает максимального значения $\alpha \sim 110^0$ (рисунок 3.3б). И на снимках еще отчетливей проявляется крупномасштабная волновая структура потока. Видно, что с дальнейшим перегревом поток становится более структурированным: основная масса парожидкостной среды сосредоточена по образующим конуса струи, а границы струи менее возмущенные, ровные (рисунок 3.3в). При включении механизма гомогенного зародышеобразования наблюдается взрывной режим вскипания в потоке (рисунок 3.3г). Высокие частоты зарождения пузырьков ($J > 10^8 см^{-3} с^{-1}$) и сосредоточенность взрывного вскипания приводят к тому, что, несмотря на интенсивность гетерогенного зародышеобразования, парообразование преимущественно происходит на

гомогенных центрах. Струя при этом имеет схлопнутый вид с небольшим углом раскрытия.

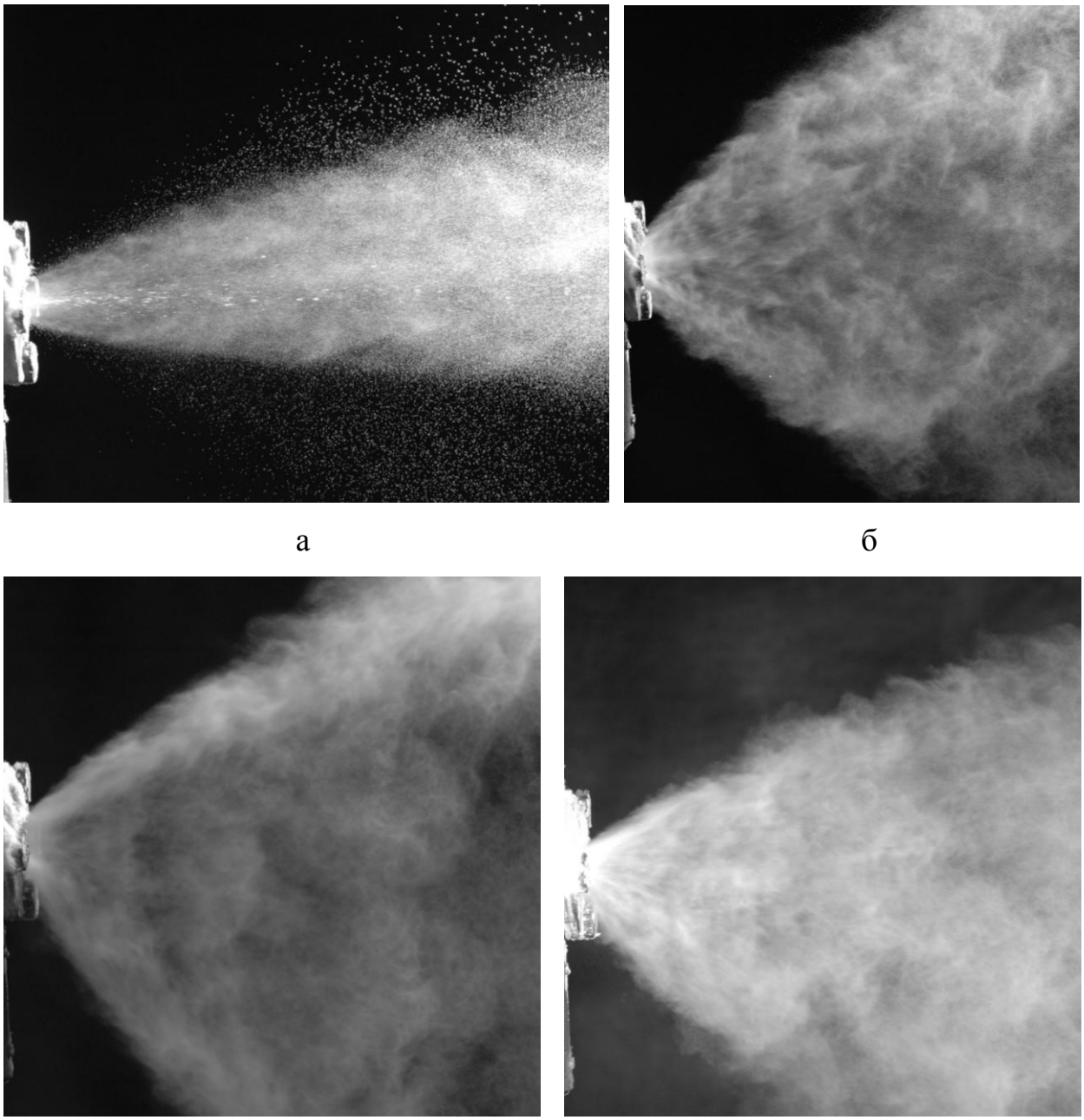


Рисунок 3.4 – Формы струй вскипающего этанола, истекающего через короткий щелевой канал, с ростом температуры: а) T_s=120 ºС; б) T_s=150 ºС; в) T_s=190 ºС; г) T_s=230 ºС.

3.3. Опыты с перегретым 50% водным раствором этанола при использовании диффузорного прижимного фланца

Эксперименты с 50% водным раствором этанола показали, что изменение кинетики парообразования проявляется в изменении формы и структуры струи. Уже при малых перегревах наблюдается довольно большой угол распыла струи (рисунок 3.5а), равный примерно α~90^0, что превышает значения углов распыла для воды (α~60^0) и этанола (α~50^0). Поток двухфазный и достаточно однородный, имеющий возмущенные границы, на которых видны мелкие капли. Границы потока имеют более округлую (параболическую) форму, в сравнении с видом струй воды и этанола для данной температуры (T_s=120 ºС). Максимальный угол распыла (α~110^0) имеет место в температурном интервале T_s=140÷200 ºС (рисунок 3.5б). Вид струи при этом изменяется – границы становятся более гладкими (мало возмущенными). При интенсивном гетерогенном зародышеобразовании ($T > 200^0 C$), угол раскрытия уменьшается (α~90^0) и струя становится более плотной (рисунок 3.5.в). Большее увеличение температуры приводит к дальнейшему уменьшению угла распыла, который при реализации гомогенного парообразования ($T > 265^0 C$) становится минимальным (α~60^0), как показано на рисунке 3.5г.

Общая черта струй исследованных жидкостей состояла в том, что реализация интенсивного гетерогенного зародышеобразования приводила к существенному перераспределению парожидкостной среды на периферию струи. При исследовании струй вскипающей воды, этанола и 50% водного раствора этанола, истекающих через короткий щелевой канал с диффузорным прижимным фланцем (рисунок 1.6б) при изменении температуры, как вдоль линии насыщения, так и по изобарам, кризисного поведения формы потока замечено не было.

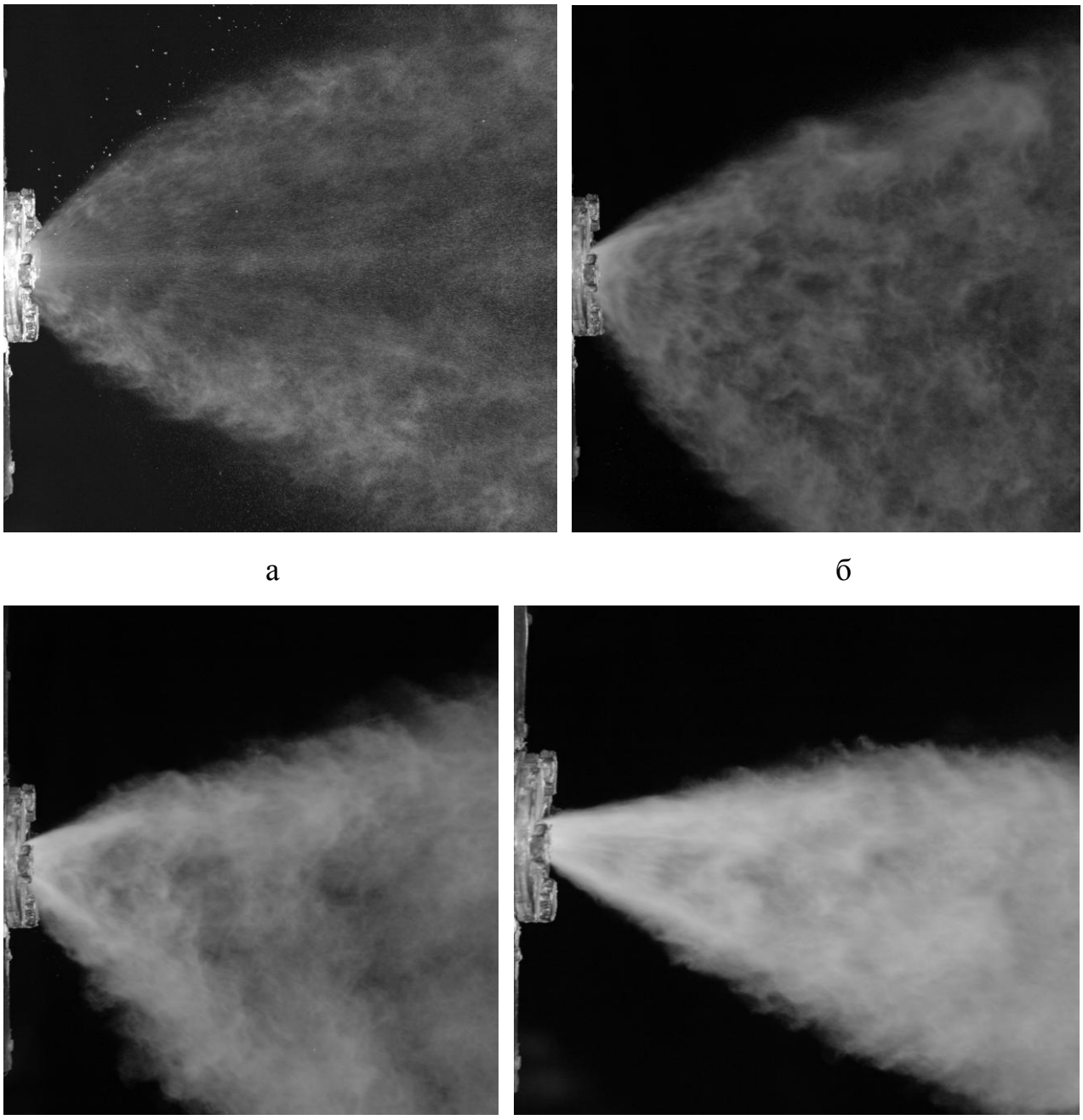


Рисунок 3.5 – Формы струй вскипающего водного раствора этанола 50% (об.), истекающего через короткий щелевой канал, с ростом температуры: а) T_s=120 ºС; б) T_s=150 ºС; в) T_s=230 ºС; г) T_s=265 ºС.

3.4. Опыты с фланцем, обеспечивающим истечение свободных струй

Также были проведены исследования вскипающих струй с использованием короткого щелевого канала, выполненного на свободном конце патрубка длиной 10 мм и диаметром 10мм (по типу "пятачка" см. рисунок 1.6а). Это позволило исключить влияние внешних геометрических условий за выходным срезом канала в опытах и наблюдать истечение свободной струи. Диапазон начальных температур в рабочей камере составлял 80 - 310 ºС при изменении давления до 10 МПа. Начальные параметры (давление, температура) изменялись как вдоль линии насыщения, так и по изобарам.

В зависимости от степени перегрева наблюдались три характерные формы струи перегретой воды вблизи выходного сечения щелевого канала, у которого длинная сторона расположена горизонтально (рисунок 3.6). При малых перегревах происходит распыление потока на капли, окруженные паровым облаком (рисунок 3.6а). Струя имеет параболический вид с сильно возмущенными границами. С увеличением температуры угол распыла растет. Уже при умеренных перегревах он достигает развернутого угла $\alpha \sim 180^0$ (рисунок 3.6б). Поток распространяется как в осевом, так и в радиальном направлении. При высоких степенях перегрева происходит схлопывание угла распыла до $\alpha \sim 150^0$ (рисунок 3.6в), что связано с проявлением интенсивного гетерогенного парообразования и смещением сечения вскипания внутрь канала. На первых трех фотографиях (рисунок 3.6а-в.) поток изображен в масштабе 1:1. На последней фотографии (рисунок 3.6г) показано истечение в более мелком масштабе 1:5. Все фотографии получены для случая, когда длинная сторона щелевого канала расположена горизонтально.

Проведенные опыты с водными растворами этанола различных объемных концентраций (20%, 50%, 70%) показали, что с увеличением концентрации низкокипящего компонента в водном растворе этанола угол раскрытия уменьшается за выходным сечением щелевого канала с ростом температуры, а

границы струи приобретают параболическую форму. На расстояниях вдали от выходного сечения канала принципиального отличия струй перегретых жидкостей замечено не было. Они имели схожий вид, показанный на рисунке 3.6г.

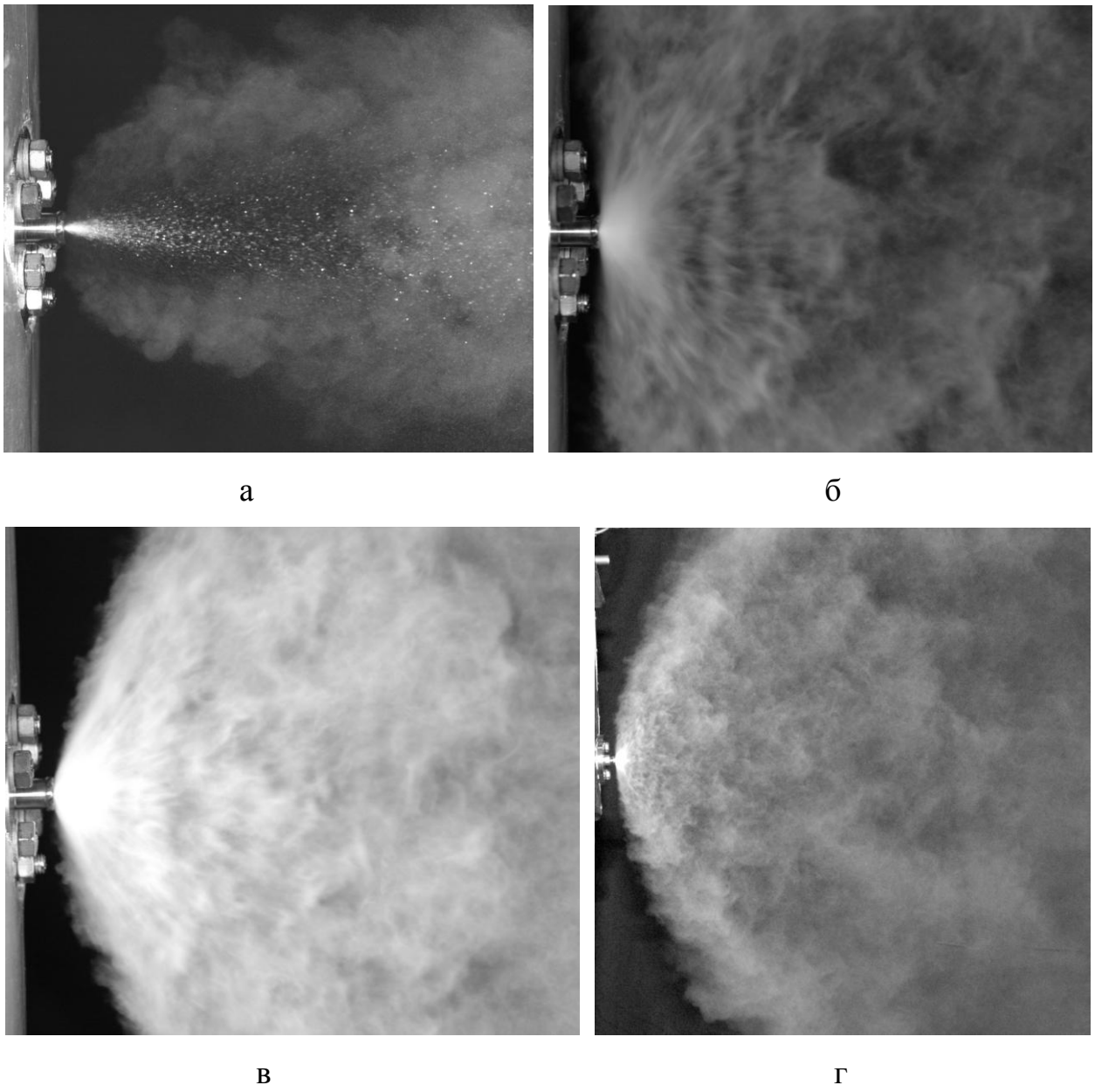


Рисунок 3.6 – Формы струй (вид сбоку) вскипающей воды, истекающей через короткий щелевой канал (фланец рисунок 2.5а), при различных температурах: а) T_s=130 ºС; б) T_s=180 ºС; в) T_s=250 ºС; г) – общий вид струй на расстоянии 1.5 м от канала, наблюдавшийся при температурах T_s>150 ºС.

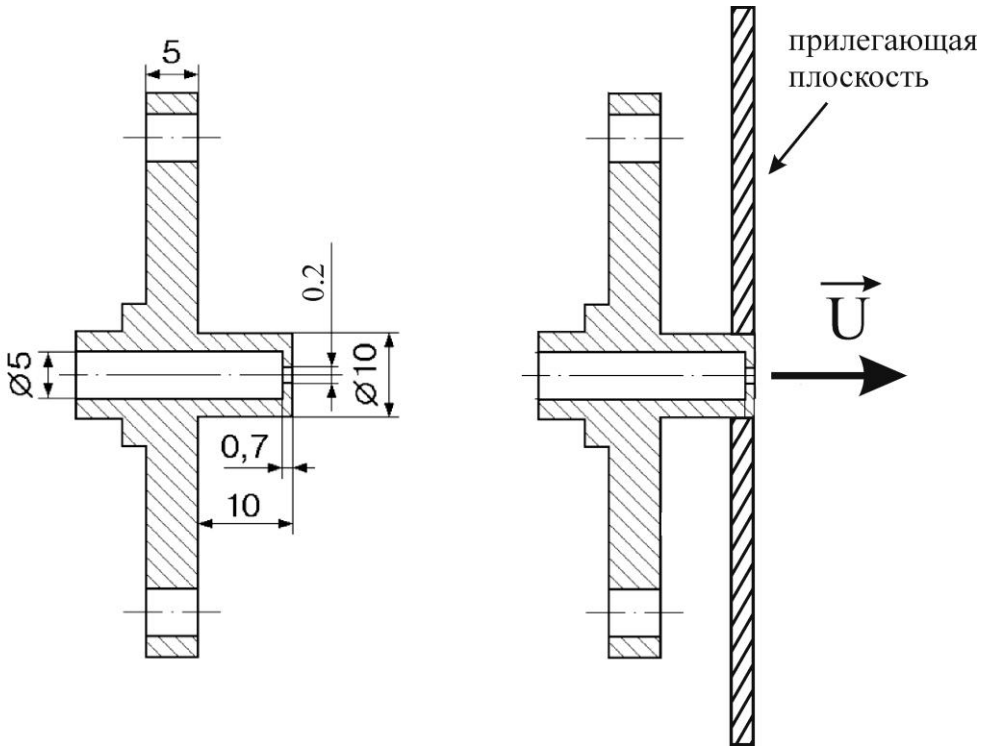
При изменении начальной температуры вдоль линии с постоянным начальным давлением (изобары p_0=3.0 МПа, p_0=4.5 МПа) в опытах по истечению воды с фланцем (рисунок 1.6а.) были замечены некоторые отличия в форме струи по сравнению со струями, истекающими с линии насыщения. Отличия заключались в изменении структуры и угла распыла струи. Границы струи при изобарических условиях были более возмущенными. Угол раскрытия уже при малых перегревах был развернутым до α~180^0. Развернутым угол распыла оставался и с дальнейшим повышением температуры вдоль изобар для всех исследованных жидкостей. На расстоянии 1.5 м отличий форм струй замечено не было.

3.5. Опыты с прилегающими плоскостями

Проведено изучение вскипающих плоских струй с использованием фланца (рисунок 1.6а и рисунок 3.7а) и внешних поверхностей, плоскость которых совпадала с плоскостью выходного сечения щелевого канала, как показано на рисунке 3.7б. Прилегающие (смежные) плоскости имели следующие размеры: 500×360 мм, 250×360 мм, 100×360 мм (первое число соответствует вертикальному размеру плоскости, второе – горизонтальному). Применение данных плоскостей позволило обнаружить некоторые особенности при истечении перегретых жидкостей. Установление плоскости с наименьшей площадью не выявило принципиального различия в формах струй от струй жидкостей, истекающих из щелевого канала с применением этого фланца без смежной плоскости (рисунок 3.6).

Отличия обнаружились при использовании плоскости со средней площадью. При небольших перегревах форма струи выглядела как на рисунке 3.6а. В этом случае поток практически не взаимодействовал с плоскостью. Для верхней температурной границы малых перегревов струя имела развернутый угол распыла

(рисунок 3.6б.) – наблюдалось ее прилипание к внешней поверхности за счет эффекта Коанда [60-62].



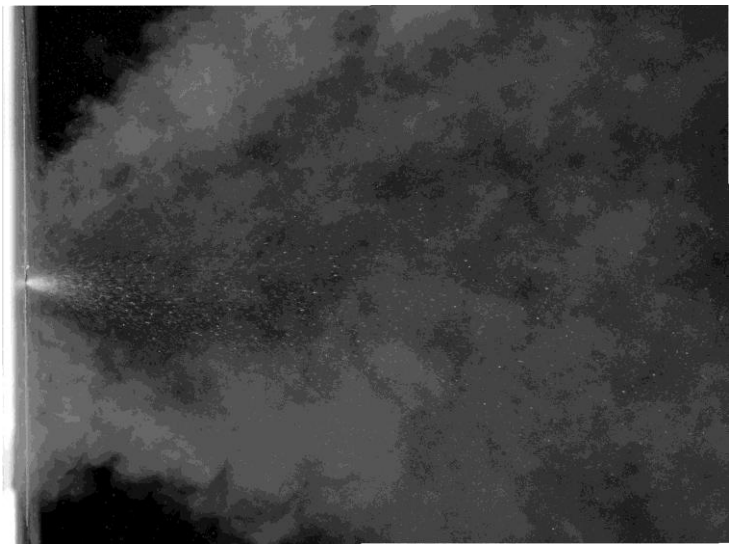
а б

Рисунок 3.7 – Конфигурация фланца, имеющего короткий канал прямоугольного сечения 4x0.2 мм а) – без прилегающей плоскости; б) - с прилегающей плоскостью. Жирной стрелкой показано направление истечения.

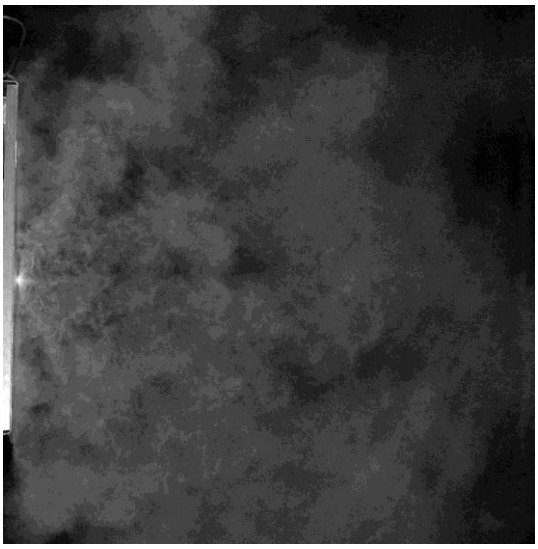
Струя, “захваченная” смежной плоскостью, распространялась в вертикальном направлении до ее верхней границы. Затем отрывалась и, под действием сил инерции, продолжала движение в осевом направлении. При умеренных и высоких перегревах струя прилипала к плоскости так, что продолжала свое течение в вертикальном направлении даже после прохождения верхней границы примыкающей поверхности. Вверх, от границы плоскости, поток распространялся на расстояние нескольких десятков сантиметров. Наряду с увеличением расстояния, на которое распространялась струя жидкости в

вертикальном направлении, уменьшилось ее распространение в горизонтальном направлении от ~2м до 0.5м.

На рисунке 3.8 показано как изменялась форма струи перегретых жидкостей для плоскости с самой большой площадью. Для низких перегревов (T_{0s}<130 ºС) происходило слабое взаимодействие потока с прилегающей плоскостью (рисунок 3.8а). При этом струя периодически принимала форму, показанную на рисунке 3.6а. В случае прилипания потока к поверхности, он распространялся вдоль нее в радиальном направлении на расстояние примерно до середины плоскости. С ростом температуры и давления струя жидкости приобретает структурированный вид с рядом выделенных радиальных направлений (рисунок 3.8б.). В переходном режиме вскипания (от единичных невзаимодействующих центров к интенсивному гетерогенному зародышеобразованию) струя перегретой жидкости, “захваченная” внешней поверхностью, распространяется преимущественно в вертикальном направлении, а горизонтальное распространение потока уменьшается (рисунок 3.8в.). С дальнейшим перегревом жидкости сечение вскипания все ближе смещается в сторону выходного сечения канала и распространение струи в горизонтальном направлении практически отсутствует (рисунок 3.8г.) – полное раскрытие струи. Взаимодействие вскипающей струи с внешней прилегающей плоскостью становится настолько сильным, что подавляющая масса всего потока распространяется в радиальном направлении. При приближении к предельным перегревам вновь начинает расти осевая составляющая струи: сечение вскипания смещается внутрь канала. В вертикальном направлении струя жидкости течет лишь до границ прилегающей плоскости (рисунок 3.8д.). При переходе от интенсивного гетерогенного зародышеобразования к гомогенному флуктуационному, вскипающий поток приобретает схлопнутый вид и истечение происходит преимущественно в осевом направлении (рисунок 3.8е.).

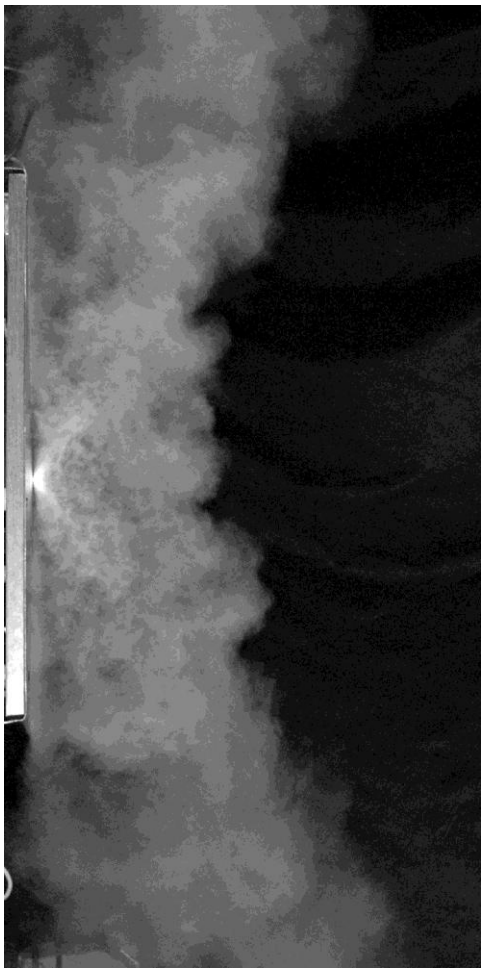


а

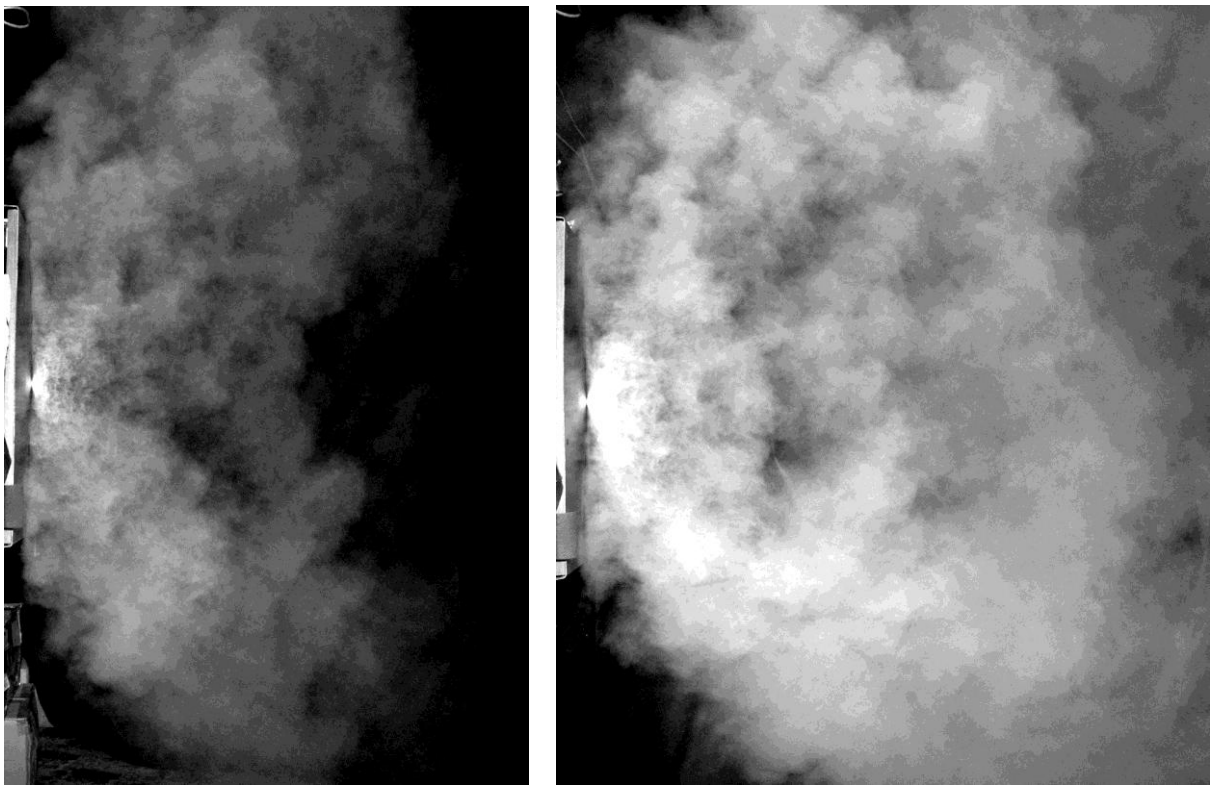


б

в



г



д е

Рисунок 3.8 – Формы струи вскипающей воды и водных растворов этанола при истечении через короткий щелевой канал с максимальной внешней прилегающей плоскостью при различных перегревах: а) $\Delta T < 30K$; б) $30K < \Delta T < 60K$; в) $60K < \Delta T < 100K$; г) $100K < \Delta T < 120K$; д) $120K < \Delta T < 190K$; е) $\Delta T > 190K$.

В исследованиях влияния начальных термодинамических параметров (p_0, T_0) на изменение формы струи было установлено, что вид потока, показанный на рисунке 3.8г, наблюдается при более высоких температурах. Например для изобары p_0=4.5 МПа форма вскипающей воды (рисунок 3.8г.) наблюдалась при температуре T_0=240 ºС, а в случае истечения с линии насыщения – T_s=210 ºС. Также вид струи (рисунок 3.8д.) был замечен при температуре T_0=260 ºС (для линии насыщения – T_s=240 ºС). Других особенностей в изменении форм струй замечено не было. Полное раскрытие струи (рисунок 3.8г,д) при более высоких температурах в условиях истечения при постоянном начальном давлении

(изобары) происходило вследствие повышения скорости течения и увеличения адиабатического охлаждения жидкости.

Проведенные ранее эксперименты [4] и представленные в данной работе исследования показывают, что форма струи вскипающей жидкости в значительной степени зависит как от внутренней геометрии (отверстие круглого или прямоугольного сечений) короткого насадка, так и от внешних геометрических условий за его выходным срезом.

4. Экспериментальное исследование реактивной силы струи вскипающих жидкостей при истечении через щелевой канал

4.1 Реактивная сила плоских струй при истечении с линии насыщения

Результаты экспериментального изучения реактивной силы воды, этанола и 50% (об.) водного раствора этанола, полученные с диффузорным прижимным фланцем (рисунок 1.6б.), представлены на рисунке 4.1. Для воды наблюдается хорошее совпадение экспериментальных данных с гидравлическим приближением до давлений p_s<1.5 МПа (T_s<190 ºС). При дальнейшем росте давления вдоль линии насыщения экспериментальные данные превосходят значения реактивной отдачи струи, рассчитанной в гидравлическом приближении, примерно на 30%. Эта особенность в поведении реактивной тяги связана с реализацией в струе интенсивного гетерогенного режима вскипания. Превышение экспериментальных значений реактивной силы струи относительно расчетных данных отмечено в опытах по истечению перегретой воды из камеры высокого давления через конические сопла с различными углами расширения [72].

Величина реактивной силы перегретого этанола для начальных температур, далеких от термодинамической критической точки описывается гидравлическим приближением. При гомогенном флуктуационном вскипании этанола наблюдается снижение величины реактивной отдачи струи от гидравлических значений до значений, рассчитанных в газовом приближении. Такое же снижение реактивной отдачи отмечено и для водных растворов этанола различных концентраций, истекающих через короткий цилиндрический канал [115]. Для канала с прямоугольным сечением такое поведение реактивной тяги наблюдалось только для этанола.

Экспериментальные данные реактивной отдачи струи 50% водного раствора этанола при температурах меньших термодинамической критической температуры для легкокипящего компонента, принимают промежуточные

значения между гидравлическим и газовым приближениями. При температурах, превышающих термодинамическую критическую температуру этанола, величина реактивной отдачи возрастает до значений, рассчитанных в гидравлическом приближении.

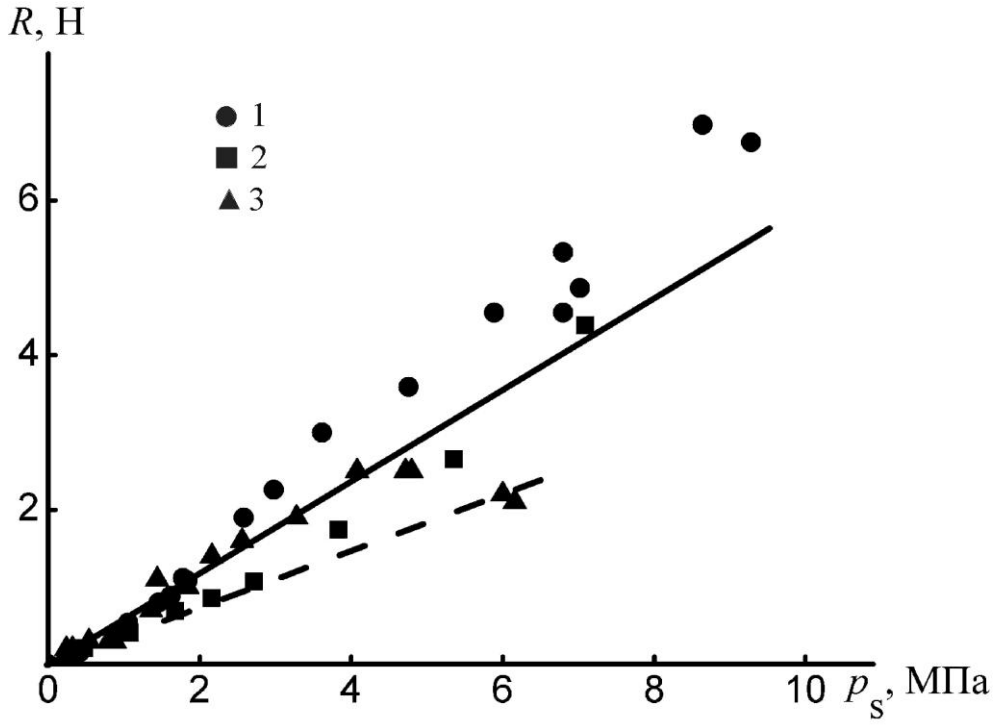


Рисунок 4.1 – Зависимость реактивной отдачи плоских струй перегретых жидкостей от начального давления, изменяющегося вдоль линии насыщения, при использовании диффузорного прижимного фланца: 1 - вода; 2 - 50% водный раствор этанола; 3 - этанол. Сплошная и пунктирная линии – гидравлическое и газовое приближения, соответственно.

Опыты, проведенные с фланцем (рисунок 1.6а), обеспечивающим свободное течение струй, показали, что данные измерений реактивной отдачи струй перегретых жидкостей совпадают с гидравлическим приближением, как показано на рисунке 4.2. Затем к данному фланцу были установлены те же внешние прилегающие плоскости в сечении выходного среза короткого щелевого канала,

приведенные в разделе 3.5. Оказалось, что при наличии прилегающих плоскостей наблюдаются существенные изменения в поведении не только формы, но и реактивной отдачи плоской струи. На рисунке 4.2 представлены результаты проведенных исследований.

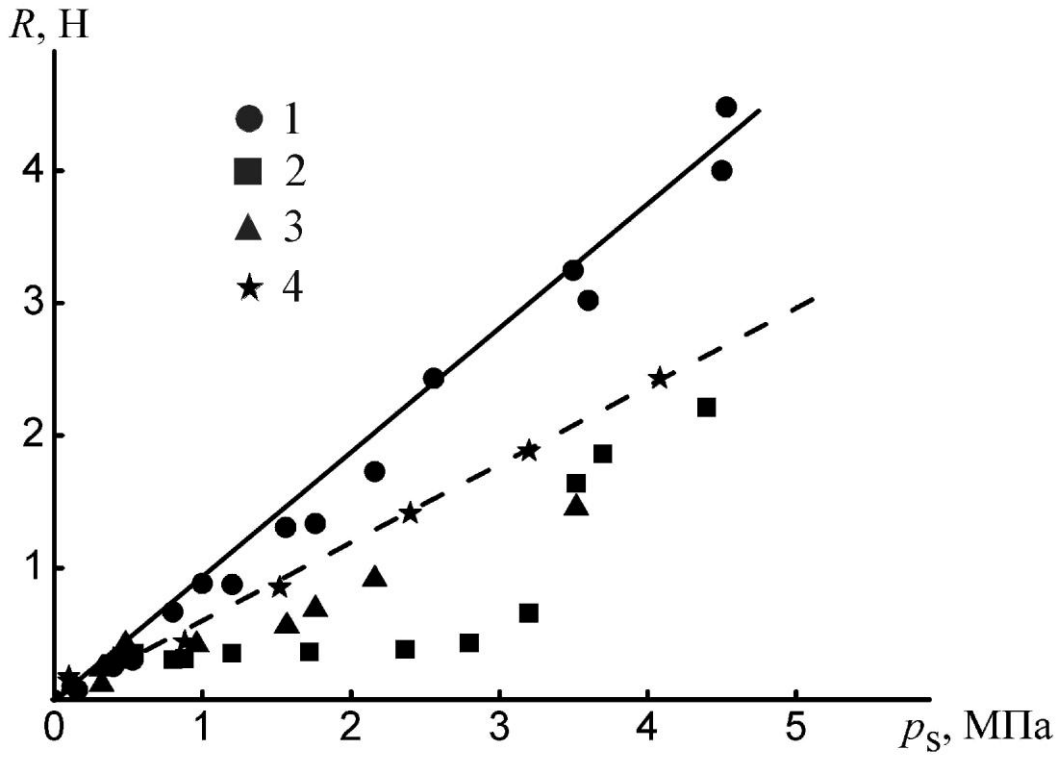


Рисунок 4.2 – Зависимость реактивной отдачи струи перегретой воды от начального давления на линии насыщения при различных внешних геометрических условиях за каналом: 1 – отсутствие плоскости; 2 – плоскость размером 500×360 мм; 3 – плоскость размером 250×360 мм; 4 - плоскость размером 100×360 мм. Сплошная и пунктирная линии – гидравлическое и газовое приближения, соответственно.

Экспериментальные данные реактивной тяги, полученные для плоскости с наименьшей площадью, хорошо согласуются с газовым приближением. Для

средней поверхности точки лежат существенно ниже прямой, рассчитанной в газовом приближении. С увеличением температуры интервал между экспериментальными значениями и расчетом становится все больше. Расхождение опытных и теоретических данных обусловлено тем, что с ростом перегрева происходит все более сильное взаимодействие (прилипание) вскипающей струи с плоскостью – парожидкостная смесь движется нормально по отношению к оси струи. Это приводит к снижению статического давления в области обтекания и обуславливает уменьшение реактивной силы. Особенно сильное уменьшение статического давления происходит в опытах с плоскостью, имеющей максимальный размер [116]. Это уменьшение связано с перестройкой структуры потока, которая показана на рисунках 3.8а-г. Видно, как с ростом перегрева уменьшается осевая составляющая потока и увеличивается радиальная, обусловленная эффектом Коанда. В случае прилегающей плоскости наибольшего размера реактивная отдача имела практически постоянную малую величину до температуры (T_s=210 ºС). При более высоких температурах увеличивалась осевая составляющая струи (рисунок 3.8д), что привело к резкому росту реактивной силы до газового приближения (рисунок 4.3).

Проведенные исследования с водными растворами этанола показали, что, как и в опытах с водой, величина реактивной отдачи струи при малых перегревах (T_s < 150 ºС) описывается газовым приближением. С ростом перегревов жидкости увеличивается разница между экспериментальными данными реактивной тяги и расчетным (газовым) значением (рисунок 4.3). В этом случае имеет место кризисное поведение реактивной отдачи вскипающих плоских струй этанола и его водных растворов.

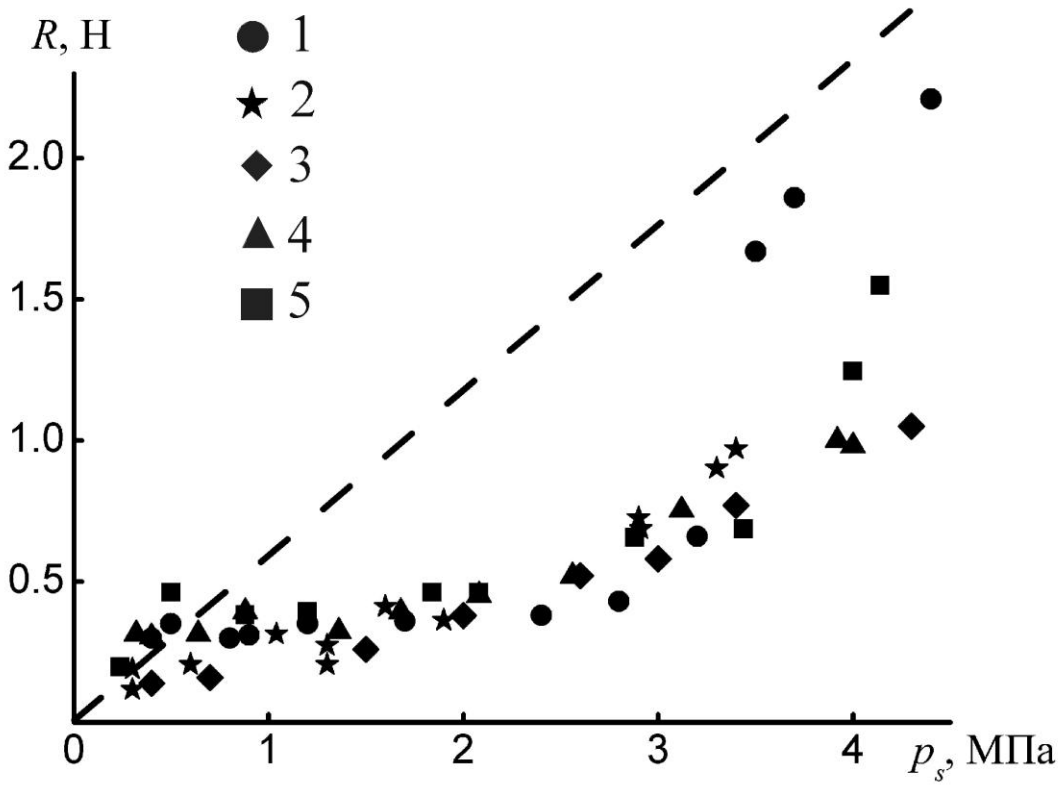


Рисунок 4.3 – Зависимость реактивной отдачи вскипающих плоских струй жидкостей с увеличением давления на линии насыщения при использовании прилегающей плоскости размером 500×360 мм: 1 – вода; 2 - 20% водный раствор этанола; 3 - 50% водный раствор этанола; 4 - 70% водный раствор этанола; 5 - этанол. Пунктирная линия – газовое приближение .

4.2. Реактивная тяга плоских струй вскипающих жидкостей при постоянном начальном давлении

В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования влияния начальных термодинамических параметров (p_0, T_0) на реактивную отдачу плоских струй вскипающих жидкостей. Опыты проводились для всех трех использованных форм фланцев (рисунок 1.6) и прилегающей

плоскости с максимальным размером. Результаты опытов по истечению воды, проведенных с использованием диффузорного прижимного фланца, показаны на рисунке 4.5.

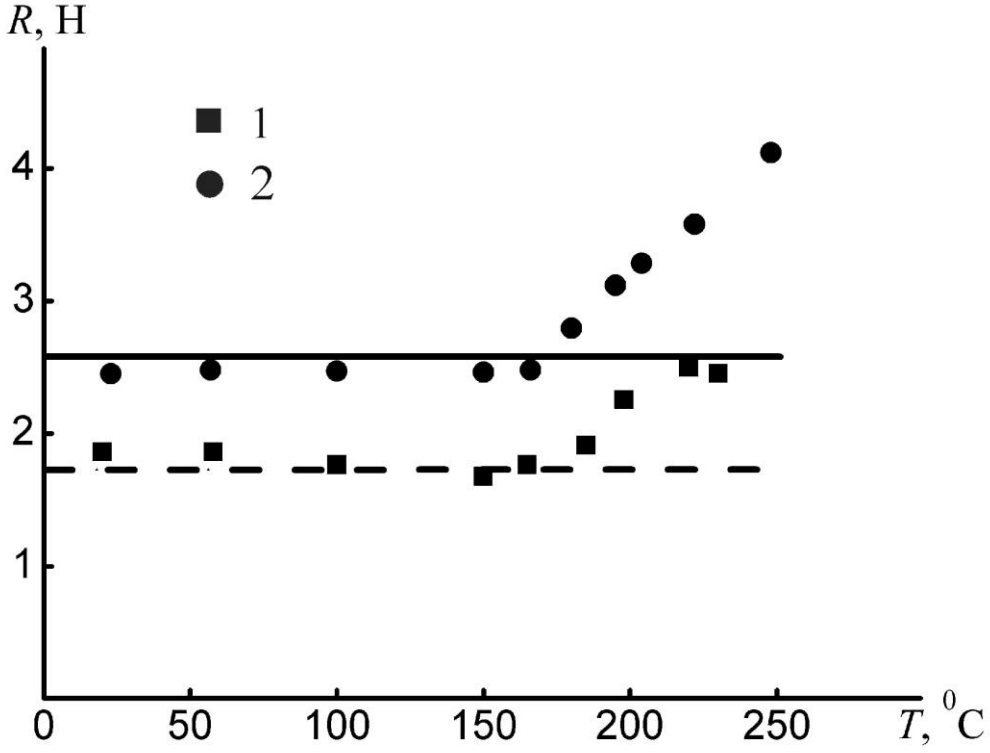


Рисунок 4.5 – Зависимость реактивной отдачи плоских струй перегретой воды от температуры на изобарах (p_0=3.0 и 4.5 МПа) при использовании диффузорного прижимного фланца. 1 – данные на изобаре p_0=3.0 МПа; 2 - данные на изобаре p_0=4.5 МПа. Сплошная и пунктирная линии – гидравлические приближения для большей и меньшей изобар, соответственно.

Из графика видно, что рост реактивной тяги для обеих изобар происходит при одной и той же температуре T_0=185 ºС ($T/Tc = 0.7$). Для воды при данной температуре наблюдается резкое увеличение экспериментальных значений частоты зародышеобразования J (см. рисунок 1.2) [28]. Отметим также то, что при увеличении реактивной тяги экспериментальные данные для обеих изобар

изменяются практически на одну и ту же величину. Опыты по истечению перегретой воды через короткий щелевой канал с диффузорным прижимным фланцем показали, что с увеличением температуры наблюдается рост реактивной тяги струи, истекающей через короткий щелевой канал как с линии насыщения, так и с линий постоянного давления. Для этанола и его водных растворов значения реактивной тяги возрастали относительно гидравлического приближения только при истечении струй под постоянным давлением [117]. Во всех экспериментах по истечению струй вскипающих жидкостей с использованием диффузорного прижимного фланца, рост реактивной тяги наблюдался при реализации в потоке взрывного вскипания.

В исследованиях, проведенных с внешней прилегающей плоскостью наибольшей площади, совпадающей с сечением выходного среза короткого щелевого канала, было обнаружено резкое уменьшение реактивной отдачи струи воды для двух изобар (p_0=3.0 и 4.5 МПа). Результаты опытов показаны на рисунке 4.6. Как видно из графика, снижение реактивной силы происходило с температуры, равной температуре кипения. В температурном интервале от T_0=100 ºС до T_0=220 ºС значения реактивной тяги уменьшились в 3 раза для обеих изобар, что указывает на кризисное поведение реакции струи. В отсутствие примыкающей плоскости за щелевым каналом экспериментальные данные находятся в неплохом согласии с гидравлическими приближениями.

Проведенные эксперименты с водными растворами этанола выявили уменьшение реактивной силы не только в случае с прилегающей плоскостью, но и при ее отсутствии [118]. Например, при истечении перегретого 70% (об.) водного раствора этанола из фланца, обеспечивающего истечение свободных струй, экспериментальные значения реактивной отдачи совпадали с гидравлическим приближением до температуры T_0=150 ºС ($T/Tc = 0.74$), а

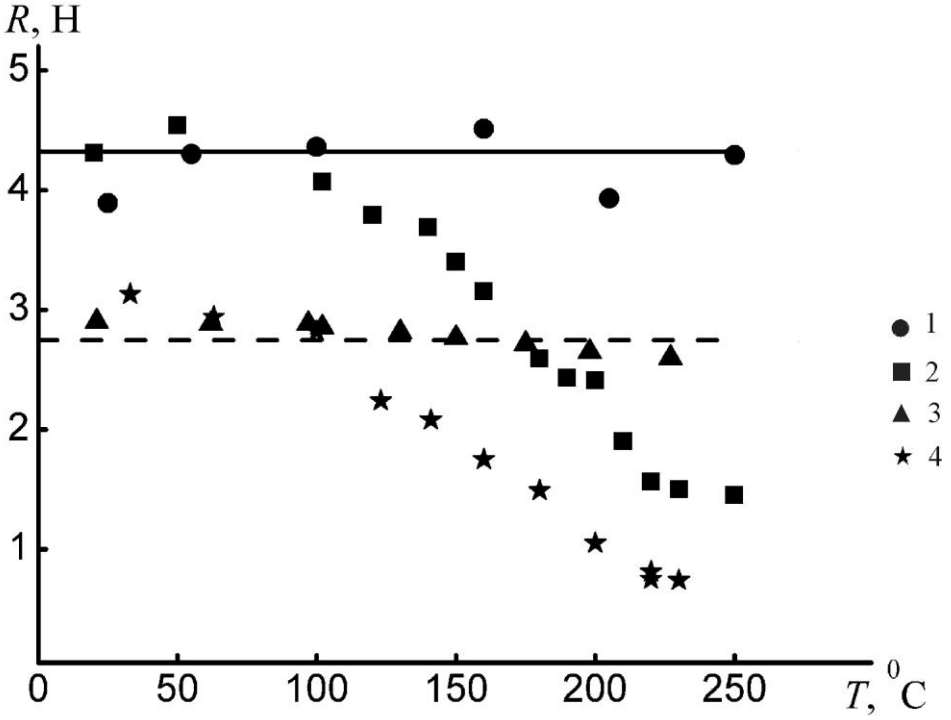


Рисунок 4.6 – Зависимость реактивной отдачи плоских струй перегретой воды от температуры на изобарах (3.0 и 4.5 МПа): 1,3 – данные при истечении воды через фланец, обеспечивающий условия истечения свободной струи; 2,4 – при использовании внешней прилегающей плоскости наибольшей площади. 1 и 2 – результаты для изобары p_0=4.5 МПа, 3 и 4 - для изобары p_0=3.0 МПа. Сплошная и пунктирная линии – гидравлический расчет для большей и меньшей изобар, соответственно.

затем снижались до значений, характерных для газового приближения (рисунок 4.7). С использованием прилегающей плоскости уменьшение реактивной тяги происходило при меньших температурах и, как в опытах с водой, значительно более резко и в гораздо большей степени.

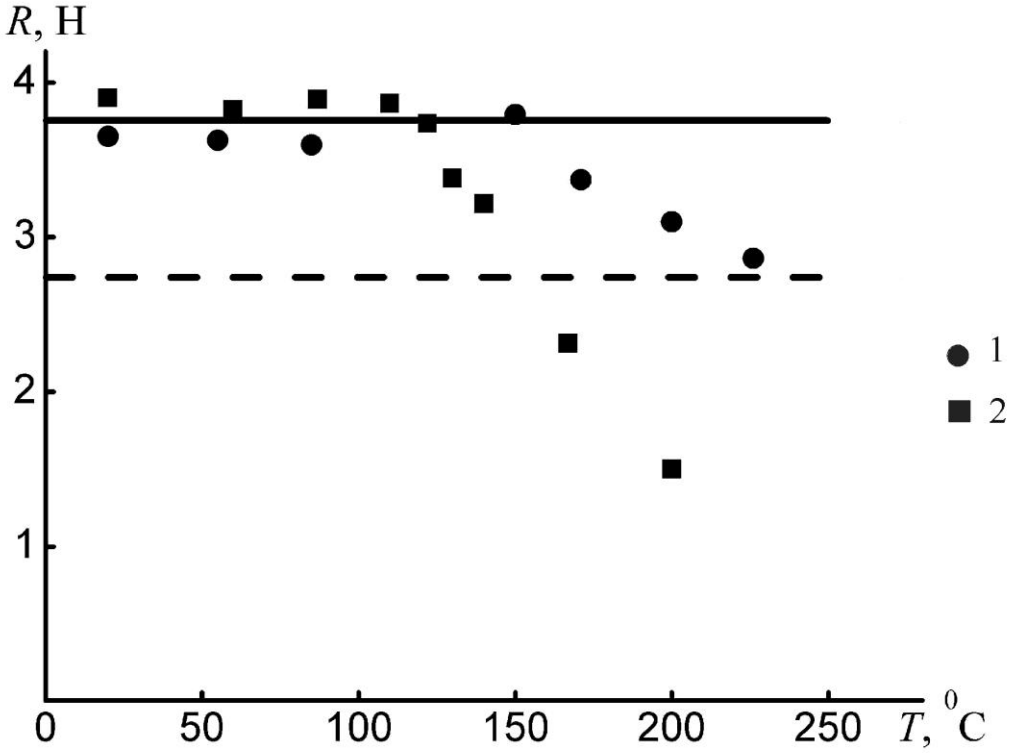


Рисунок 4.7 – Зависимость реактивной отдачи струи перегретого 70% водного раствора этанола от температуры на изобаре p_0=4.0 МПа: 1 – в отсутствии поверхности за коротким щелевым каналом; 2 – с максимальной внешней прилегающей плоскостью. Сплошная и пунктирная линии – гидравлическое и газовое приближения, соответственно.

Сопоставление результатов экспериментального изучения истечения вскипающих жидкостей через короткие цилиндрический и щелевой каналы показало, что для обоих видов каналов наблюдается кризисное поведение реактивной отдачи струи. В обоих случаях необходимым условием для проявления кризиса являлось наличие прилегающей плоскости за выходом из канала. Отличие состояло в температурных интервалах этого явления. Для цилиндрического канала кризис имел место в интервале от 210 ºС до 300 ºС, а для

щелевого – для более низких температур, а именно, от 150 ºС до 240 ºС. Для обоих каналов кризису отдачи струи соответствовало полное раскрытие струи: струя преимущественно растекалась вдоль прилегающей плоскости в радиальном направлении. Если для цилиндрического канала радиальное растекание происходило равномерно по всем азимутальным углам, то для щелевого канала – только в направлении, параллельном меньшей стороне щелевого канала.

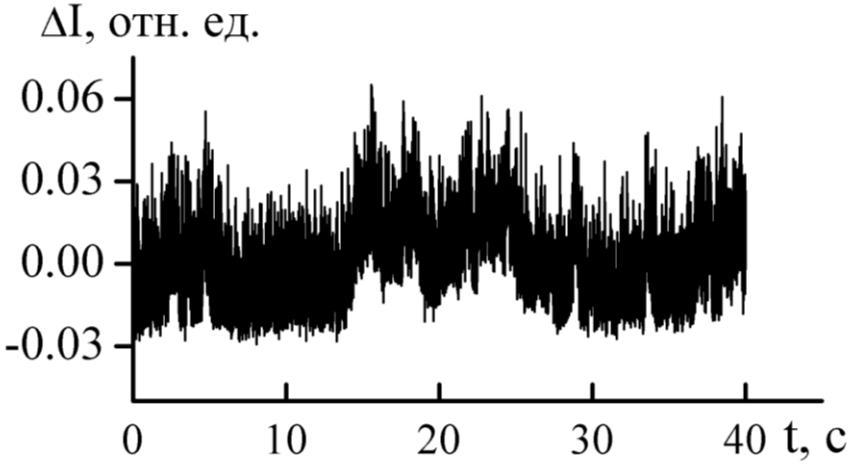
5. Флуктуационные процессы в потоке вскипающей плоской струи

В процессе наблюдений за струями вскипающей воды и водных растворов этанола, истекающих через короткий канал прямоугольного сечения, были установлены не только характерные формы струи при определенных механизмах вскипания, но и отмечены значительные пульсации параметров потока. В частности, заметно флуктуировали угол раскрытия струи, локальная плотность истекающей двухфазной среды и длина жидкого ядра струи от выходного среза канала до сечения интенсивного вскипания.

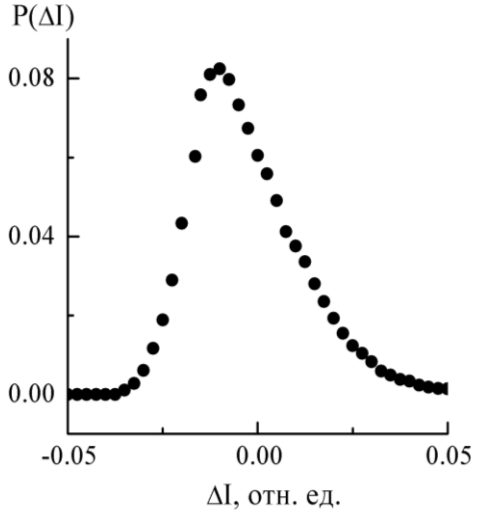
Измерения интенсивности пульсаций производились методом фотометрии лазерного излучения прошедшего через струю в поперечном направлении. Лазерный луч толщиной 1мм имел линейную развертку до 70 мм и проходил через струю на расстоянии 20 мм за выходным срезом канала. Колебания интенсивности лазерного луча фиксировались с помощью фотодиода и записывались в компьютер. По полученным временным рядам данных методом Фурье-преобразования определялись спектры мощности пульсаций и функции амплитудного распределения флуктуаций.

Потоки вскипающей жидкости характеризуется значительными пульсациями параметров. Проведенные ранее экспериментальные исследования динамики и эволюции случайных пульсаций в переходных режимах тепломассопереноса с высокоинтенсивными фазовыми превращениями привели к обнаружению динамических режимов со спектром мощности, обратно пропорциональным частоте ($1/f$ флуктуации) [111]. Характерная черта таких режимов заключается в том, что значительная часть энергии пульсаций связана с очень медленными процессами и означает возможность крупномасштабных выбросов в системе. Пульсации с $1/f$ спектром мощности были обнаружены в кризисных и переходных режимах кипения, при акустической кавитации, в колебательных режимах горения, при дуговом электрическом разряде. Возникновение таких пульсаций связывается с одновременным протеканием различных неравновесных фазовых

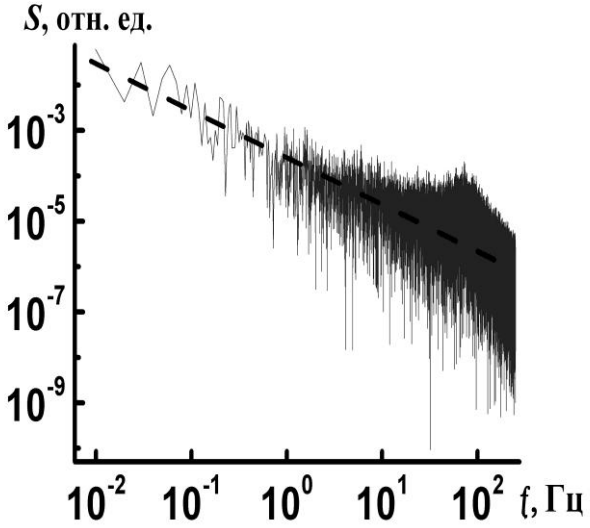
переходов в сложных системах с развитой флуктуационной природой [31,32]. Согласно предложенной и подтвержденной опытными исследованиями модели в работе [32] спектральные характеристики флуктуационных процессов в струе могут служить инструментом для поиска переходных режимов кипения и переходов в поведении струи. Поэтому, в проведенных нами опытах, спектры мощности с $1/f$ зависимостью использовались в качестве индикатора для обнаружения переходных режимов вскипания между различными механизмами парообразования. Так переходный режим от вскипания на отдельных невзаимодействующих центрах кипения к интенсивному парообразованию на многочисленных гетерогенных центрах наблюдался в температурном интервале 145 ºС – 155 ºС. Подобная картина наблюдалась и при переходе от интенсивного гетерогенного парообразования к гомогенному флуктуационному вскипанию в интервале 285 ºС – 290 ºС. В обоих случаях переходных режимов кипения спектр мощности, экспериментальная реализация и плотность вероятности распределения пульсаций имели схожий вид, изображенный на рисунке 5.1. При других температурах спектр мощности флуктуаций в области низких частот не зависел от частоты, т.е. имел вид спектра белого шума. Также $1/f$ спектры наблюдались при переходе к полному раскрытию струи и обратно. Опыты проводились как с вертикальным расположением щелевого канала, так и с горизонтальным. Спектры мощности флуктуаций для обоих случаев совпадали.



а



б



в

Рисунок 5.1 – Флуктуации в плоской струе вскипающей воды: а) – экспериментальная реализация пульсаций интенсивности лазерного луча, прошедшего через вскипающую струю; б) – плотность вероятности распределения пульсаций для данной реализации; в) – спектр мощности пульсаций. Пунктирная линия – зависимость $1/f$.

Плотность распределения, приведенная на рисунке 5.1б в области малых значений флуктуаций близка к гауссовской, но начинает отличаться от нормального распределения в области больших значений, что соответствует низкочастотной расходящейся части спектра мощности и означает возможность больших низкочастотных выбросов в потоке.

Следует отметить, что переходные режимы, соответствующие различным механизмам парообразования, наблюдались в опытах по истечению воды как через щелевой, так и через цилиндрический каналы. Во всех этих случаях в спектрах мощности наблюдалась $1/f$ составляющая [66].

Заключение

В работе проведено комплексное экспериментальное исследование динамических характеристик струй (форма, реактивная сила, флуктуационные процессы) перегретых воды, этанола и водных растворов этанола при истечении через короткий щелевой канал из камеры высокого давления. Экспериментальные результаты, полученные в процессе изучения плоских струй вскипающих жидкостей в термодинамически сильно неравновесном режиме истечения при разных степенях перегрева, в том числе и предельных, различных механизмах парообразования состоят в следующем:

1. Проведено экспериментальное исследование динамической реакции струй перегретых жидкостей (вода, этанол, водные растворы этанола) при истечении их через короткий щелевой канал в широком температурном интервале от 20 ºС до 310 ºС при изменении давления до 11 МПа.
2. Выделены характерные формы и структуры вскипающей струи, соответствующие разным степеням начального перегрева (малым, умеренным, высоким и предельным) жидкости и различным механизмам парообразования (кипение на одиночных не взаимодействующих центрах, интенсивное

гетерогенного парообразования, гомогенное флуктуационное вскипание) при истечении через короткий щелевой канал

3. Определены геометрические условия за выходом из канала, приводящие к полному раскрытию струи.
4. Установлено, что при полном раскрытии струи наблюдается резкое уменьшение величины реактивной отдачи струи вскипающей жидкости – кризисное поведение реактивной отдачи.
5. Найдено, что реактивная отдача струи перегретой жидкости превосходит отдачу гидравлического истечения в условиях интенсивного гетерогенного парообразования при диффузорных геометрических условиях за выходом из канала.
6. Определены спектры мощности пульсаций в различных режимах истечения. Установлена связь низкочастотных пульсаций с $1/f$ – спектром мощности и переходными режимами вскипания: переход от одиночных центров кипения к интенсивному гетерогенному парообразованию и от интенсивного гетерогенного парообразования к гомогенному флуктуационному вскипанию.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Александру Васильевичу Решетникову и научному консультанту Николаю Александровичу Мажейко за постоянное внимание, поддержку и помощь в подготовке и выполнении работы.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

d - диаметр канала
f – частота колебаний
J - скорость зародышеобразования
k_B – постоянная Больцмана
l – длина канала
p - давление
R – реактивная сила
r– радиус пузырька пара
S – площадь
$S(f)$ – спектральная плотность
s – энтропия
T – температура
u - скорость
V – объем
W – работа образования критического пузырька

μ - удельный химический потенциал
ρ - плотность
σ - поверхностное натяжение
υ - удельный объем

$\pi = p / p_c$ - приведенное давление

$\tau = T / T_c$ - приведенная температура

$\varphi = V / V_c$ - приведенный объем

Верхние индексы

$^{/}$ - относится к жидкому состоянию вещества

$^{//}$ - относится к парообразному состоянию вещества

*- относится к области достижимых перегревов

Нижние индексы

0 - относится к начальному состоянию вещества

c - относится к состоянию вещества в критической точке

k - относится к критическому пузырьку

s - относится к состоянию насыщения

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипов, В.П. Метастабильная жидкость / В.П. Скрипов. – М.: Наука, 1972. – 312 с.

2. Eggers, J. Physics of liquid jets / J.Eggers, E.Villermaux // Rep. Prog. Phys. – 2008. – V.71. – P. 1-79.

3. Решетников, А. В. Взрывное вскипание и полный развал струи перегретой воды / А. В. Решетников, В. В. Роенко, Н. А. Мажейко, В. П. Коверда, С. П. Храмцов, К. А. Бусов, А. В. Пряничников // Тепловые процессы в технике. –2013. – №7. – С. 295-302.

4. Решетников, А.В. Струи вскипающих жидкостей / А.В. Решетников, Н.А. Мажейко, В.П. Скрипов // ПМТФ. – 2000. – Т.41. – № 3. – С. 125-132.

5. Хлесткин, Д.А. Определение расходов метастабильной жидкости / Д.А. Хлесткин // Теплоэнергетика. – 1978. – № 1. – С. 78-80.

6. Байдаков, В.Г. Взрывное вскипание жидких азота и кислорода при истечении через короткие насадки / В.Г. Байдаков, С.А. Мальцев, Г.И. Пожарская, В.П. Скрипов // ТВТ. – 1983. – Т. 21. – № 5. – С. 959-964.

7. Мальцев, С.А. Истечение азота через короткие каналы при закритических начальных параметрах / С.А. Мальцев, В.Г. Байдаков, В.П. Скрипов // ТВТ. – 1986. – Т. 24. – №4. – С. 820-822.

8. Павлов, П.А. Изучение парообразования в насадке при истечении перегретой жидкости из камеры высокого давления / П.А. Павлов, О.А. Исаев // ТВТ. – 1985. Т. 23. – №4. – С.714-720.

9. Новиков, И.И. Термодинамика / И.И. Новиков М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.

10. Семенченко, В.К. Избранные главы теоретической физики / В.К. Семенченко. – Учпедгиз. М.: Просвещение, 1966. – 396 с.

11. Гиббс, Д.В. Термодинамические работы. / Д.В. Гиббс. – М.-Л.: Гостехиздат, 1950. – 492 с.

12. Тер Хаар, Д. Элементарная термодинамика. / Д. Тер Хаар, Г. Вергеланд. – М.: Мир, 1968. – 219 с.

13. Павлов, П.А. Кинетика зародышеобразования в перегретой воде / П.А. Павлов, Е.Д. Никитин // ТВТ. – 1980. – Т.18. – № 2. – С. 354-357.

14. Никитин Е.Д., Павлов П.А. Плотность центров парообразования в воде на платиновом нагревателе // ТВТ. – 1980. – Т.18. – № 6. – С. 1237-1241.

15. Павлов, П.А. Плотность центров кипения при высоком перегреве жидкости / П.А. Павлов, Е.Д. Никитин // Перегретые жидкости и фазовые переходы. Свердловск, 1979. – С. 22-27.

16. Павлов, П.А. Плотность центров парообразования в объеме перегретой воды / П.А. Павлов, П.С. Попель // Теплофизические свойства жидкостей и взрывное вскипание. Свердловск, 1976. – С. 59-64.

17. Фольмер, М. Кинетика образования новой фазы / М. Фольмер. – М.: Наука, 1986. – 208 с.

18. Френкель, Я.И. Кинетическая теория жидкостей / Френкель Я.И. – Л.: Наука, 1975. – 592 с.

19. Зельдович, Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация / Я.Б. Зельдович // ЖЭТФ. – 1942. – Т. 12. – № 11-12. – С. 525-538.

20. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии / Скрипов В.П., Синицын Е.Н., Павлов П.А. [и др.]. – М.: Атомиздат, 1980. – 208 с.

21. Wismer, K.L. The pressure-volume relation of superheated liquids / K.L. Wismer // J.Phys. Chem. – 1922. – V.26. – 301 p.

22. Apfel, R.E. Water superheated to 279.5 ◦C at atmospheric pressure / R.E. Apfel // Nature Phys. Sci. – 1972. – V. 238. – № 82. – P. 63–64.

23. Blander, M. Bubble nucleation in *n*-pentane, *n*-hexane, *n*-pentane + hexadecane mixtures, and water / M. Blander, D. Hengstenberg, J.L. Katz // J. Phys. Chem. – 1971. – V. 75. – № 23. – P. 3613–3619.

24. Briggs, L.J. Maximum superheating of water as a measure of negative pressure / L.J. Briggs // J. Appl. Phys. – 1955. – V.26. – №8. – P. 1001–1003.

25. Скрябин, А.Н. Кинетика вскипания перегретой воды / Скрябин А.Н., Чуканов В.Н // В сб.: Теплофизика метастабильных систем, Уральский научный центр АН СССР, Свердловск, 1977. – С. 77-80.

26. Павлов, П.А. Кинетика спонтанного зародышеобразования в сильно перегретых жидкостях / П.А. Павлов, В.П. Скрипов // ТВТ. – 1970. – Т.8. – №3. – С. 579-585.

27. Павлов, П.А. Кинетика зародышеобразования в перегретой воде / П.А. Павлов, Е.Д. Никитин // ТВТ. – 1980. – Т.18. – №2. – С. 354-358.

28. Павлов, П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей П.А. Павлов. – С.: УрО АН СССР, 1988. – 244 с.

29. Павлов, П.А. Ударный режим вскипания / П.А. Павлов, В.Н. Скрипов // Атомная и молекулярная физика. Свердловск. – 1971. – С. 55-58.

30. Хакен, Г. Синергетика. Хакен Г. – М.: Мир, 1980. – 404 с.

31. Коверда, В.П. $1/f$ – шум в критическом неравновесном фазовом переходе / В.П. Коверда, В.Н. Скоков, В.П. Скрипов // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т.63. – № 9. – С. 739-742.

32. Коверда, В.П. $1/f$ – шум при неравновесном фазовом переходе. Эксперимент и математическая модель / Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П. // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113. – №5. – С. 1748-1757.

33. Павлов, П.А. Вскипание жидкости при импульсном нагреве. 1. Методика эксперимента с тонкими проволочками / П.А. Павлов, В.П. Скрипов // ТВТ. – 1965. – Т. 3. – С. 109-114.

34. Скрипов, В.П. Вскипание жидкости при импульсном нагреве. 2. Опыты с водой, спиртами, н-гексаном и нонаном / В.П. Скрипов, П.А. Павлов, В.И. Синицын // ТВТ. – 1965. – Т. – №5. – С. 722-726.

35. Линхард, Г. Начальная стадия снижения давления горячей воды при внезапном сбросе высокого давления / Г. Линхард, Аламгир, Трела // Теплопередача. – 1978. – Т.100. – № 3. – С. 93-106.

36. Эндрюс, Т. О непрерывности газообразного и жидкого состояний вещества. Т. Эндрюс. – М. Л.: Гостехтеориздат, 1933. – 120 с.

37. Менделеев, Д.И. Частичное сцепление некоторых жидких и органических соединений / Д.И. Менделеев // Химический журнал Н. Соколова и А. Энгельгардта. – 1860. – Т.3. – С. 81-97.

38. Кутателадзе С.С. Анализ подобия и физические модели / С.С. Кутателадзе. – Н.: Наука. 1986. – 296 с.

39. Филиппов, Л.Н. Подобие свойств веществ / Л.Н. Филиппов. – М.: МГУ. 1978. – 256 с.

40. Gunther, A. Evaporation phenomena in superheated atomization and its impact on the generated spray / A. Gunther, K.-E. Wirth // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – V. 64. – P. 952-965.

41. Negro, S. Superheated fuel injection modeling: An engineering approach / S. Negro, G.M. Bianchi // International Journal of Thermal Sciences. – 2011. – V.50. –P. 1460-1471.

42. Sher, E. Flash-boiling atomization / E. Sher, T. Bar-Kohany, A. Rashkovan // Progress in Energy and Combustion Science. – 2008. – V.34. – P. 417–439.

43. Polanco, G. General review of flashing jet studies / G. Polanco, A. Hold, G. Munday // J. Hazardous Materials. – 2010. – V.173. – P. 2-18.

44. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика: Учебное пособие в 10 томах. Гидродинамика. - 3-е изд., испр. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 736 с.

45. Lienhard, J. H. The breakup of superheated liquid jets / J. H. Lienhard, J. B. Day // Tranc. ASME D: J. Basic Engng. 1970. – № 92. – P. 515-519.

46. Стретт, Дж.В. (Лорд Рэлей). Теория звука / Дж.В. Стретт (Лорд Рэлей). – М.: Гостехиздат, 1955. – Т. 2. – 475 с.

47. Lee, D.Y. A study of adiabatic two-phase flows using the two-group interfacial area transport equations with a modified two-fluid model / D.Y. Lee, Y. Liu, T. Hibiki, M.

Ishii, J.R. Buchanan Jr // International Journal of Multiphase Flow. – 2013. – V. 57. – P. 115–130.

48. Yanhua, Y. A new heat transfer correlation for supercritical fluids / Y. Yanhua, C. Xu, H. Shanfang // Front. Energy Power Eng. – 2009. – V. 3. P. 226-232.

49. Биркгоф, Г. Неустойчивость Гельмгольца и Тейлора / Г. Биркгоф // В кн.: Гидродинамическая неустойчивость. – М.: Мир, 1964. – С. 68-94.

50. Линхард, Г. Влияние температуры и геометрических размеров и мгновенное парообразование в свободных струях и струях при истечении в жидкую среду / Г. Линхард, М. Стефенсон // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1966. – №2. – С. 178-182.

51. Павлов, П. А. Барокапиллярная неустойчивость поверхности струи перегретой жидкости / П. А. Павлов, О.А. Исаев // ТВТ. – 1984. – Т.22. – №4. – С. 745-752.

52. Гидродинамика межфазных поверхностей: Сб. статей 1979 — 1981 гг. Пер. с англ, 1984. – 210 с.

53. Hussain, F. Elliptic jets. Part 1: Characteristics of unexcited and excited jets / F. Hussain, H. Husain // J. Fluid Mech. – 1989. – V.208. – P. 257–320.

54. Azad, M. Mixing in turbulent free jets issuing from isosceles triangular orifices with different apex angles / M. Azad, W.R. Quinn, D. Groulx // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2012. – V.39. – P. 237–251.

55. Nan, C. Mechanism of axis switching in low aspect-ratio rectangular jets / C. Nan, Yu. Huidan // Computers and Mathematics with Applications. – 2014. – V.67. – P. 437–444.

56. Чугаев, Р.Р. Гидравлика / Р.Р. Чугаев. – Л.: Энергоиздат, 1982. – 672 с.

57. Исаев, О.А. Исследование формы распыла струи с ростом перегрева жидкости на выходе из насадка / О.А. Исаев, Н.А. Шуравенко // Теплофизические свойства жидкостей и взрывное вскипание. – С.: УрО РАН. 1976. С. 85-97.

58. Исаев, О.А. Форма распада свободной струи вскипающей жидкости / О.А. Исаев, М.В. Неволин, С.А. Уткин // Термодинамика метастабильных систем. С.: – 1989. – С. 33-39.

59. Мажейко, Н.А. Форма и реактивная отдача струи вскипающей жидкости / Н.А. Мажейко, А.В. Решетников, В.П. Скрипов // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург: УрО РАН, 2001. – С. 18-26.

60. Ляховский, Д. Н. Кинематический ультрадиффузор и перспективы его применения в топочной технике / Д.Н. Ляховский // Теплопередача и аэрогидродинамика. Л.: Машгиз, 1955. – С. 3-128.

61. Wille, B. Report on the first European Mechanics Colloquium, on the Coanda effect / B. Wille, H. Fernholz. // J. Fluid Mech. – 1965. – V. 23. P. 801-819.

62. Reba, I. Applications of the Coanda effect / I. Reba // Sci. Amer. – 1966. – V. 214. – № 6. – P. 84-92.

63. Решетников, А.В. Кризисные явления в струе вскипающих водных растворов / А.В. Решетников, Н.А. Мажейко, К.А. Бусов, В.П. Коверда, В.В. Роенко // Пятая Российская национальная конференция по теплообмену РНКТ-5: тез. докл. (Москва, 25 - 29 октября 2010). – М.: МЭИ, 2010. – С. 153-156.

64. Erath, B. D. Viscous flow features in scaled-up physical models of normal and pathological vocal phonation / B. D. Erath, M. W. Plesniak // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2010. – V. 31. – P. 468–481.

65. Поляев, В.М. Истечение перегретой струи воды в атмосферу / В.М. Поляев, Б.В. Кичатов, И.В. Бойко // ТВТ. – 1998. – Т.36. – №. 1. – С.102-105.

66. Решетников, А.В. Переходные режимы вскипания струй перегретой воды / А.В. Решетников, К.А. Бусов, Н.А. Мажейко, В.Н. Скоков, В.П. Коверда // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – Т 19. – №3. – С. 359-367.

67. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука. 1976. – 888 с.

68. Шуравенко, Н.А. Взрывное вскипание перегретой жидкости при течении через короткие насадки / Н.А. Шуравенко, О.А. Исаев, В.П. Скрипов // ТВТ. – 1975. – Т. 13. – № 4. – С. 896-898.

69. Хлесткин, Д.А., Коршунов А.С., Канишев В.П. Определение расходов воды высоких параметров при истечении в атмосферу через цилиндрические каналы /

Д.А. Хлесткин, А.С. Коршунов, В.П. Канишев // Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1978. – № 5. – С.126-132.

70. Решетников, А.В. Критические расходы вскипающей жидкости и конденсирующегося газа при неравновесном режиме истечения / А.В. Решетников, О.А. Исаев, В.П. Скрипов // ТВТ. – 1988. – Т. 26. – № 3. – С. 544-548.

71. Виноградов, В. Е. Расходные и тяговые характеристики потока вскипающей воды, истекающей через короткие сопла Лаваля / В. Е. Виноградов, Е. Н. Синицын, В.П. Скрипов // Теплоэнергетика. – 1987. – №6. – С. 56-57.

72. Виноградов, В. Е. Экспериментальное исследование истечения перегретой воды через сопла малого размера. / В.Е. Виноградов, Г.В. Кусков, Е.Н. Синицын // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика ядерных реакторов. – 1990. – №5. – С. 43-48.

73. Хлесткин, Д. А. Реактивное усилие при истечении метастабильной жидкости в режимах с гетерогенным парообразованием / Д.А. Хлесткин, В.П. Канищев, А.И. Леонтьев, В.В. Усанов, А.В. Виноградов // Изв. АН СССР. Энергетика. – 2000. – №5. – С. 148-152.

74. Хлесткин, Д. А. Реакция струи в режимах истечения воды с гомогенной нуклеацией / Д.А. Хлесткин, В.П. Канищев, А.И. Леонтьев, В.В. Усанов // Изв. АН СССР. Энергетика. – 2000. – №5. – С. 153-157.

75. Исаев, О.А. Реакция струи вскипающей жидкости при истечении в атмосферу / О.А. Исаев, М.В. Неволин, Д.В. Баранчиков, В.П. Скрипов. – С., 1988. – Деп. в ВИНИТИ 30.11.88, № 8446-В88.

76. Skokov, V. N. 1/*f* noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfe / V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov, V.P. Skripov, N. A. Mazheiko, A.V. Vinogradov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – V. 46. – №. 10. – P.1879-1883.

77. Решетников, А.В. Неравновесные фазовые переходы в струе сильно перегретой воды / А.В. Решетников, Н.А. Мажейко, В.Н. Скоков, В. П. Коверда // ТВТ. – 2007. – Т. 45. – № 6. – С.838 -846.

78. Скоков, В.Н. Введение в физику неравновесных процессов. / В.Н. Скоков, В.В. Селезнёв. Е.: УГТУ–УПИ, 2008. – 232 с.

79. Johnson, J.B. The Schottky effect in low frequency circuits / J.B. Johnson // Phys. Rev. – 1925. – V. 26. – P. 71-85.

80. Букингем, М. Шумы в электронных приборах и системах / М. Букингем. – М.: Мир, 1985. – 399 с.

81. Коган, Ш.М. Низкочастотный токовый шум со спектром типа 1/*f* в твердых телах / Коган Ш.М // Успехи физических наук. – 1985. – Т. 145. – №. 2. – С. 285–328.

82. Weissman, M.B. 1/*f* - noise and other slow, nonexponential kinetics in condesed matter / Weissman M.B. // Rev. Mod. Phys. – 1988. – V. 60. – № 2. – P. 537–571.

83. Van der Ziel, A. On the noise spectra of semi-conductor noise and of flicker effect / A. Van der Ziel // Physica. – 1950. – V. 16. – P.359–372.

84. Жигальский, Г.П. Шум вида 1/*f* и нелинейные эффекты в тонких металлических пленках / Г.П. Жигальский // Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167. – №6. – С. 623–647.

85. Коган, Ш.М. Низкочастотный токовый шум в твердых телах и внутреннее трение / Ш.М. Коган, К.Э. Нагаев // Физика твердого тела. – 1982. – Т. 24. – №. 11. – С. 3381–3388.

86. Lee, J.I. Flicker noise hy random walk of electrons at the interface in nonideal Schottky diodes / J. Lee, J. Brini, A. Chovet, C. Dimitriadis // Solid-State Electronics. – 1999. – V. 43. – №. 12. – P. 2185-2189.

87. Rubiola, E. Flicker noise measurement of HF quartz resonators / Rubiola E., Groslambert J., Brunet M., Giordano V. // IEEE Transactions On Ultrasonic Ferroelectrics A and Frequency Control. – 2000. – V. 47. – №. 2. – P. 361-368.

88. McHardy, I. Fractal X-ray time variability and spectral invariance of the Seyfert galaxy NGC5506 / I. McHardy, B. Czerny // Nature. – 1987. – V. 325. – P. 696-698.

89. Ryabov, V.B. From chaotic to 1/*f* processes in solar mcw-bursts / V.B. Ryabov, A.V. Stepanov, P.V. Usik, D.M. Vavriv, V.V. Vinogradov, Yu. F. Yurovsky // Astronomy & Astrophysics. – 1997. – V. 324. – P. 750–762.

90. Maino D. Removing 1/*f* noise stripes in cosmic microwave background anisotropy observations / D. Maino, C. Burigana, K. Gorski, N. Mandolesi, M. Bersanelli // Astronomy & Astrophysics. – 2002. – V. 387. – P. 356–365.

91. Carlson, J. M. Dynamics of earthquake faults / J. M. Carlson, J. S. Langer, B. E. Shaw // Rev. Mod. Phys. – 1994. – V. 66. – P. 657–670.

92. Telesca, L. $1/f^{\alpha}$ fluctuations of seismic sequences / L. Telesca, V. Cuomo, V. Lapenna // Fluctuation and Noise Letters. – 2002. – V. 2. – №. 4. – P. 357–367.

93. Mandelbrot, B.B. Some long-run properties of geophysical records / B.B. Mandelbrot, J.R. Wallis // Water Resources Research. – 1969. – V. 5. – №. 2. – P. 321–340.

94. Montanari, A. A seasonal fractionally differenced ARIMA model: an application to the Nile River monthly flows at Aswan / A. Montanari, R. Rosso, M. Taqqu // Water Resources Research. – 2000. – V. 36. – P. 1249–1259.

95. Bloomfield, P. Trends in global temperature / P. Bloomfield // Climatic Change. – 1992. – V. 21. – P. 1–16.

96. Usher, M. Dynamic pattern formation leads to 1/*f* noise in neural populations / M. Usher, M. Stemmler, Z. Olami // Physical Review Letters. – 1995. – V. 74. – №. 2. – P. 326–329.

97. Rikvold, P.A. Punctuated equilibria and 1/f noise in a biological coevolution model with individual-based dynamics / P.A. Rikvold, R.K.P. Zia // Physical Review E. Part 1. – 2003. – V. 68. – № 3. .-031913.

98. Soma, R. 1/f noise outperforms white noise in sensitizing baroreflex function in the human brain / R. Soma, D. Nozaki, S. Kwak, Y. Yamamoto // Physical Review Letters. – 2003. – V. 91. – № 7. – art. no.-078101.

99. Patel, M. Autocorrelation and frequency analysis differentiate cardiac and economic bios from 1/*f* noise / M. Patel, H. Sabelli // Kybernetes. – 2003. – V. 32. – №. 5-6. – P. 692-702.

100. Pimm, S.L. The variability of population densities / S.L. Pimm, A. Redfearn // Nature. – 1988. – V. 334. – P. 613–614.

101. Wentian, L. Absence of 1/*f* spectra in Dow Jones daily average / L. Wentian // International Journal of Bifurcation and Chaos. – 1991. – V. 1. – №. 3. – P.583-597.

102. Csabai, I. 1/*f* noise in computer network traffic / I. Csabai // Journal of Physics A. – 1994. – V. 27. – P. 417-421.

103. Voss, R.F. 1/*f* noise in music and speech / R.F. Voss, J. Clarke // Nature. – 1975. – V. 258. – P. 317–318.

104. Хакен, Г. Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах / Хакен Г. – М.: Мир, 1985. – 424 с.

105. Dutta, P. Low - frequency fluctuations in solids: 1/*f* noise / P. Dutta, P.M. Horn // Rev. Mod. Phys. – 1981. – V. 53. – № 3. – P. 497–516.

106. Климонтович, Ю.Л. Статистическая теория открытых систем / Ю.Л. Климонтович – М.: ТОО "Янус", 1995. – 624 с.

107. Bak, P. Self - organized criticality / P. Bak, Ch. Tang, K. Wiesenfeld // Phys. Rev. A. – 1988. – V.38. – №. 1. – P. 364–374.

108. Skokov, V.N. Self –organization of a critical state and $1/f^{\alpha}$ fluctuations at film boiling / V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov // Phys. Lett. A. – 1999. – V. 263. – P. 430–433.

109. Skokov, V.N. 1/*f* noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer / V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov, V.P. Skripov, N.A. Mazheiko, A.V. Vinogradov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – V. 46. – № 10. – P. 1879–1883.

110. Решетников, А. В. 1/*f*-флуктуации в кризисных режимах течения перегретой жидкости. / А.В. Решетников, В.П. Скрипов, Н.А. Мажейко, В.Н. Скоков, В.П. Коверда // ТВТ. – 2002. – Т. 40. – № 3. – С. 481-484.

111. Skokov, V.N. Self –organized criticality and 1/*f*-noise at interacting nonequilibrium phase transitions / V.N. Skokov, A.V. Reshetnikov, V.P. Koverda, A.V. Vinogradov // Physica A. – 2001. – V. 293. – P. 1-12.

112. Скоков, В.Н. Самоорганизованная критичность и 1/*f* флуктуации при неравновесных фазовых переходах / В.Н. Скоков, В.П. Коверда, А.В. Решетников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2001. – Т. 119. – № 3. – С. 613-620.

113. Базаев А.Р., Базаев Э.А., Абдурашидова А.А. Экспериментальное исследование критического состояния водных растворов алифатических спиртов. Теплофизика высоких температур / А.Р. Базаев, Э.А. Базаев, А.А. Абдурашидова – 2009. – Т. 47. – № 2. – С. 215-220.

114. Pavlenko, A.N. Disintegration of Flows of Superheated Liquid Films and Jets / A.N. Pavlenko, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov, A.S. Surtaev, A.N. Tsoi, N.A. Mazheiko, K.A. Busov, V.N. Skokov // Journal of Engineering Thermophysics. – 2013. – V. 22. – №. 3. – P. 174–193.

115. Решетников, А.В. Динамические характеристики вскипающих струй перегретых водных растворов / А.В. Решетников, Н.А. Мажейко А.В. Виноградов, К.А. Бусов, В.П. Коверда // Теплоэнергетика. – 2010. – №8. – С. 69-73.

116. Решетников, А.В. Взрывное вскипание в струях перегретых жидкостей при истечении через щелевой канал / А.В. Решетников, К.А. Бусов, Н.А. Мажейко, В.П. Коверда // XIV Минский международный форум по тепло- и массообмену (Минск, 10-13 сентября 2012). – Минск.: ИТМО НАНБ, 2012. – С. 587-589.

117. Бусов, К.А. Реактивная сила струи перегретых жидкостей при истечении через щелевой канал / К.А. Бусов, А.В. Решетников, Н.А. Мажейко // XIV Минский международный форум по тепло- и массообмену (Минск, 10-13 сентября 2012). – Минск.: ИТМО НАНБ, 2012. – С. 426-429.

118. Бусов, К.А. Вскипание перегретой воды при истечении через короткий щелевой канал / К.А. Бусов, А.В. Решетников, Н.А. Мажейко, А.С. Суртаев // XIX Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика

РАН А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках": тез. докл. (Орехово-Зуево, 20-24 мая 2013). – М.: МЭИ, 2011. – С. 241-242.